PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 16. 15. August 1919. Redaktionsschluß für No. 18 am 24. August 1919. 20. Jahrgang.

INHALT:

Georg Gerland †. S. 361.

Originalmitteilungen:

H. G. Schwerdt, Über ein graphisches Ausgleichungsverfahren. S. 362.

H. Witte, Über den Schraum. Fünfte Mitteilung: Die Raumbedingung. S. 368.

E. Nesper u. P. Floch, Universalröhreninstrumentarium. S. 371.

Zusammenfassende Bearbeitungen:

R. Fürth, Schwankungserscheinungen in der Physik. (Schluß.) S. 375.

Besprechungen:

A. Haas, Einführung in die theoretische Physik mit besonderer Berücksichtigung ihrer modernen Probleme. S. 382.

M. Schlick, Allgemeine Erkenntnislehre. S. 382.

R. Zsigmondy, Kolloidchemie. Ein Lehrbuch. S. 383.

W. Jaeger, Elektrische Meßtechnik. S. 383.

W. E. Pauli u. R. Pauli, Physiologische Optik, dargestellt für Naturwissenschaftler. S. 384.

Berichtigung. S. 384.

Personalien. S. 384.

Angebote. S. 384. **Gesuche.** S. 384.

Georg Gerland †.

In den letzten Jahren sind einige der Forscher, die seinerzeit an der Spitze der Bestrebungen standen für die Erdbebenforschung eine internationale Organisation zu schaffen, dahingegangen u. a.: Backlund, Galitzin, Helmert. Die Seele dieser Bewegung war Prof. Dr. G. Gerland, Ordinarius für Geographie in Straßburg. Auch er ist nicht mehr. Nach kurzer Krankheit verschied er am 19. Februar d. J. im Alter von 86 Jahren in Straßburg.

Die moderne Seismik ist eng mit der Physik verknüpft, daher dürfte wohl eine Notiz über den hauptsächlichsten Förderer dieser jungen Wissenschaft an dieser Stelle gestattet sein.

Zunächst studierte Gerland Sprachenvergleichung, dann beschäftigte er sich mit Arbeiten aus dem Gebiet der Anthropologie und kam dann zur Geographie. Durch die Geographie gelangte er zur geophysikalischen Forschung, im besonderen zur Seismologie.

1892—1895 gab Gerland die „Geographischen Abhandlungen aus Elsaß-Lothringen", die von ihm angeregte Arbeiten von Mitgliedern des geographischen Seminars enthalten, heraus.

Zur besonderen Förderung der Geophysik gründete er die „Beiträge zur Geophysik", deren erster Band 1887 erschien. In der Einleitung weist er ganz besonders auf die Wichtigkeit geophysikalischer Forschungen hin.

Als 1895 Dr. E. von Rebeur Paschwitz auf dem 6. internationalen Geographentag zu London die „Vorschläge zur Errichtung eines internationalen Systems von Erdbebenstationen" darlegte, war Gerland einer der eifrigsten Förderer dieser Pläne auch nach dem Tode E. v. Rebeur-Paschwitz' Oktober 1895. Ganz besonders vertrat Gerland die Forderung des Zusammenschlusses aller Länder zur Hebung seismischer Forschungen auf dem internationalen Geographentag zu Berlin 1899.

Seiner umfassenden Werbetätigkeit in Elsaß-Lothringen und im Deutschen Reiche gelang es, nach mancherlei Kämpfen die Bewilligung staatlicher Mittel für den Bau eines seismischen Observatoriums zu erreichen. Im Sommer 1899 begann der Bau, gegen Ostern 1900 war er beendet.

Dieser Bau, für die Aufstellung von Erdbebenwellenmessern verschiedener Anordnungen aufgeführt, bildet einen Teil der von Gerland 1900 begründeten „Kaiserlichen Hauptstation für Erdbebenforschung in Straßburg". Mit diesem Institut hatte er eine Zentralstelle für seismische Forschung in Deutschland geschaffen, ohne daß aber hierdurch gleichgerichtete Arbeiten anderer Erdbebenwarten und Forscher irgendwie gestört werden sollten. In Straßburg sollten nicht nur laufende seismische

Beobachtungen, sondern auch Untersuchungen, u. a. instrumenteller Natur ausgeführt werden, die in ihrer Ausdehnung umgrenzt waren von den zur Verfügung stehenden Mitteln.

Die weitere Arbeit war die internationale Zentralisation seismischer Forschung: auch in dieser Hinsicht sollte Straßburg Zentralstelle werden, hier sollten vor allem die Erdbebenbeobachtungen jeder Art aller Warten der Erde gesammelt und bearbeitet werden.

Auch dieser weitausschauende Plan gelang. Hatten im April 1901 auf der ersten internationalen seismologischen, Zusammenkunft die Vertreter einer Reihe von Ländern ihre Zustimmung zu einem engeren internationalen Zusammenschluß ausgesprochen, so wurde auf der zweiten Versammlung ebenfalls in Straßburg „die internationale seismologische Assoziation" gegründet. Sie ist nach dem Muster der geodätischen Assoziation eine Staatenvereinigung für seismische Forschung. Als Sitz des Zentralbureaus wurde Straßburg ausersehen und Gerland, dem schon die Leitung der Hauptstation für Erdbebenforschung in Straßburg übertragen war, auch die Leitung des Zentralbureaus der I. S. A. übergeben. Dies war die vollste Anerkennung seiner Bemühungen, die Straßburg zum Mittelpunkt seismischer Forschung machten.

Auch in seinem Hauptberuf als akademischer Lehrer war Gerland außerordentlich tätig.

Sein Lebensbild kann hier nur ein kurzumrissenes sein, immerhin darf nicht unerwähnt bleiben, daß Gerland musikalisch, ausübend wie schöpferisch, tätig war. Eine Anzahl seiner Kompositionen sind im Druck erschienen.

Die seismische Wissenschaft hat mit Gerland einen ihrer Ersten verloren.

Carl Mainka.

(Eingegangen 10. Mai 1919.)

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über ein graphisches Ausgleichungsverfahren.

Von Hans G. Schwerdt.

Es werden die n mit Fehlern behafteten Beobachtungswerte $x_1\bar{y}_1$, $x_2\bar{y}_2$, ... $x_n\bar{y}_n$ in einem rechtwinkligen kartesischen Koordinatensystem (XY) als Punkte $P_1P_2 \ldots P_n$ eingezeichnet. Der funktionelle Zusammenhang $y = F(x)$, der sich hier als Kurve darstellt, sei bekannt. Es ist dann nötig, zur Bestimmung der in F enthaltenen Konstanten die Punkte P auszugleichen. Auf Grund von F ergeben sich zu $x_1, x_2, \ldots x_n$ die zugehörigen Werte

$$y_1 = F(x_1), \quad y_2 = F(x_2), \quad y_n = F(x_n),$$

während die Werte bzw.

$$\bar{y}_1, \ \bar{y}_2, \ \bar{y}_n$$

beobachtet worden sind. Die Verbesserungen mögen

$$\bar{y}_1 - y_1 = z_1$$
$$\cdots\cdots$$
$$\bar{y}_n - y_n = z_n$$

bezeichnet werden. Nach der Methode der kleinsten Quadratsumme hat die Ausgleichung so zu erfolgen, daß

$$z_1 + z_2 + z_3 + \ldots + z_n = \Sigma z = 0 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

und

$$z_1^2 + z_2^2 + \ldots\ldots\ldots + z_n^2 = \Sigma z^2 = \text{Minimum} \quad (2)$$

werden.

In den meisten Fällen nimmt der Techniker die Ausgleichung graphisch vor. Mit der Schwunglatte wird nach Gutdünken eine möglichst „glatte" Kurve so gelegt, daß sie an allen Punkten möglichst dicht vorbeigeht. Es bedarf wohl keines besonderen Hinweises, daß eine solche Kurve mit „optischer Berechtigung" in den seltensten Fällen den Bedingungen (1) und (2) auch nur annähernd gerecht wird. Ist der

funktionelle Zusammenhang zwischen x und y linear, d. h. ist F eine Gerade, so ist ein einfaches graphisches Verfahren anwendbar, das die Ausgleichung unter Berücksichtigung von (1) und (2) ermöglicht.

Im folgenden soll auch für den allgemeinen Fall, in dem $F(x)$ eine beliebige (aber bekannte) Funktion ist, eine graphische Ausgleichung nach den Grundsätzen der Gaußschen Methode entwickelt werden. Dazu erscheint es nötig, zunächst die von Mehmke angegebene Ausgleichung für die lineare Funktion im Umriß wiederzugeben.

Ist die Gleichung der Geraden

$$y = ax + b,$$

so folgt nach (1) aus

$$\Sigma z = \Sigma \bar{y} - a\Sigma x - nb = 0$$

die Gleichung

$$\frac{\Sigma \bar{y}}{n} = a\frac{\Sigma x}{n} + b.$$

Hier sind

$$X = \frac{\Sigma x}{n} \text{ und } Y = \frac{\Sigma \bar{y}}{n}$$

die Koordinaten des Schwerpunktes S der mit gleichem Gewicht vorausgesetzten Beobachtungspunkte $P_1, P_2, \ldots P_n$.

„Die Bedingung (1) wird mithin von jeder durch S gehenden Geraden erfüllt“. (3)

Man legt nun durch S eine beliebige Gerade, die der gesuchten dem Augenschein nach möglichst nahe kommt. Sie schneidet die Abszissenachse in T_1. Mißt man für jeden Punkt P die Strecke z, bildet Σz^2 und trägt diesen Wert als Ordinate über T_1 auf, so erhält man einen Punkt H_1. Dieselbe Konstruktion führt man für eine weitere Anzahl von Geraden aus, etwa für 4 bis 5. Durch die Punkte H_1, H_2 usw. läßt sich eine parabelähnliche Hilfskurve legen, die bei der richtigen Wahl der Versuchsgeraden ein Minimum zeigt.

„Verbindet man den zu diesem Minimum gehörigen Punkt T mit S, so erhält man die ‚wahrscheinlichste Gerade‘, die der Bedingung (2) genügt“. (4)

Anstatt auf der Abszissenachse können die Punkte T auf einer beliebigen Schnittgeraden gewählt werden; ebenso ist es möglich, statt z jeweils den Abstand z' jedes Punktes von der Geraden zu messen, der sich von z nur durch einen längs der Geraden konstanten Faktor unterscheidet. Dieser geht aber in die Bedingungen (1) und (2) nicht ein.

Um die späteren Zeichnungen nicht unübersichtlich zu gestalten, ist die eben beschriebene Konstruktion in Fig. 1 an einem Beispiel ausgeführt worden:

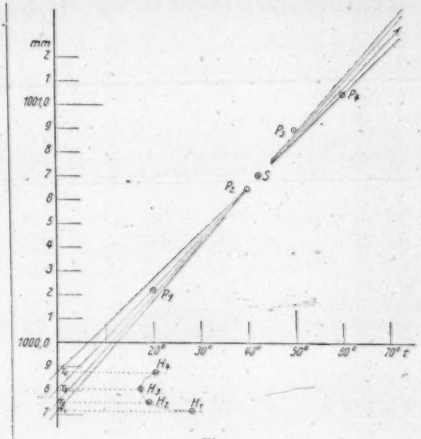

Fig. 1.

Die Länge eines Meterstabes wird bei den Temperaturen

$t = 20^0 \quad 40^0 \quad 50^0 \quad 60^0$

zu

$l = 1000{,}22 \quad 1000{,}65 \quad 1000{,}90 \quad 1001{,}05$ mm

gemessen. Die Wertepaare (t, l) werden als Punkte in Millimeterpapier eingezeichnet. Die Wahl der Maßstäbe für t und l ist so erfolgt, daß einerseits die erreichte Beobachtungsgenauigkeit von l zur Geltung kommt, anderseits die Gerade $(P_1) \ldots (P_4)$ eine Neigung von ungefähr 45^0 erhält, da die Verteilung der Ablesefehler in der Zeichnung dann zu einem Optimum wird. In dem der Fig. 1 zugrunde liegenden Original entsprechen den Intervallen

$l = 1$ mm und $t = 10^0$

die Strecken

10 cm und 2 cm.

Als Schwerpunkt von $P_1 \ldots\ldots P_4$ ergibt sich S. Die Hilfskurve läßt bei H_3 ein Minimum erkennen, zu dem die Gerade ST_3 gehört, deren Gleichung

$$l = 999{,}805 + 0{,}0212\,t$$

aus dem Blatt direkt abgelesen werden kann.

Es ist bekannt, daß man bei geeigneter Wahl des Koordinatenpapiers[1]) jede beliebige Funktion $F(x)$ als Gerade darstellen kann. Es sei an die logarithmischen Papiere erinnert, die die parabolischen Kurven $y = ax^b$, die halblogarithmischen Papiere, die die Exponentialkurven $y = ae^{bx}$ durch gerade Linien dar-

1) Vgl. z. B. M. Pirani, Graph. Darst. in Wissenschaft u. Technik, Sammlung Göschen 728, Berlin 1914, S. 41—56.

stellen. Die Parabeln $y = ax^2 + bx$ werden dadurch, daß man $\frac{y}{x}$ als Ordinaten zu x aufträgt, in Gerade verwandelt[1]). In allen den angeführten Fällen würde es fehlerhaft sein, die Ausgleichung etwa in der oben beschriebenen Weise durchzuführen. So würde die Konstruktion auf logarithmischem Papier die Konstanten a und b der „Geraden" $y = ax^b$ so ausgleichen, daß

$$(\bar{y}_1 \; \bar{y}_2 \ldots \bar{y}_n) = a^n (x_1 \cdot x_2 \cdot \ldots \cdot x_n)^b$$

besteht, eine Beziehung, die weder (1) noch (2) erfüllt. Zur Herleitung eines Ausgleichungsverfahrens auf den sogenannten Funktionspapieren ist es nötig, diese Darstellung von $y = F(x)$ kurz zu erörtern. Ihre Gesetze sind in einer früheren Arbeit behandelt worden[2]).

Man denke sich F zunächst als Kurve in einem regulären Koordinatennetz E. Trägt man in einem anderen Koordinatensystem $\mathfrak{E}$ nicht x und y, sondern Funktionen von ihnen als Abszissen ξ und Ordinaten η auf, so kann bei geeigneter Wahl dieser Funktionen ξ und η stets erreicht werden, daß das Bild von $y = F(x)$ nun geradlinig ist. Das Blatt E ist auf das Blatt $\mathfrak{E}$ abgebildet worden (Anamorphose). Dabei sind zwei Fälle zu unterscheiden:

Bei der geometrischen Anamorphose ist

$$\xi = u(x) \text{ Funktion von } x \text{ allein},$$
$$\eta = v(y) \quad \text{„} \quad \text{„} \quad y \quad \text{„},$$

d. h. die Koordinatenlinien sind in ihrer Parallelen-eigenschaft invariant geblieben. In dieser Weise ist die Mehrzahl der im Handel befindlichen Funktionspapiere hergestellt.

Bei der allgemeinen Anamorphose wird auf die Paralleleninvarianz verzichtet:

$$\xi = u(x, y),$$
$$\eta = v(x, y).$$

Die Koordinatenlinien transformieren sich in Kurven. Die oben erwähnte Darstellung von $\frac{y}{x}$ über x gehört zu dieser Art von Abbildungen.

Läßt sich $y = F(x)$ in der Form

$$y = a \cdot f(x) + b$$

schreiben, so trägt man $\eta = y$ als Ordinaten zu $\xi = f(x)$ auf. Es ist ersichtlich, daß in diesem Falle das Verfahren (3) und (4) ohne weiteres angewendet werden darf:

„Auf allen Funktionspapieren mit regulärer y-Teilung wird in gewöhnlicher Weise ausgeglichen". (5)

Dies gilt beispielsweise für das Hartmannsche Dispersionspapier und das halblogarithmische Netz, wenn es zur Darstellung logarithmischer Gesetze $y = a \cdot \log x + b$, nicht aber exponentieller Gesetze $y = a \cdot e^{bx}$ dient.

Der Fall der geometrischen Anamorphose läßt sich nun wie folgt erledigen: Die Abbildung erfolge durch

$$\xi = u(x)$$
$$\eta = v(y).$$

Die Koordinaten des Punktes x, $\bar{y}$ in E sind $\bar{\xi} = u(x)$, $\bar{\eta} = v(\bar{y})$. Mit Taylors Reihe kann man entwickeln $\eta = v(y) = v(\bar{y} - z)$

$$\eta = v(\bar{y}) - z \cdot v'(\bar{y}) + \frac{z^2}{2} v''(\bar{y}) - \ldots\ldots$$

Nimmt man an, daß die Größen z hinreichend klein sind, so kann man die Reihe nach dem zweiten Gliede abbrechen. Bezeichnet man

$$\zeta = \bar{\eta} - \eta,$$

so ist

$$\zeta = z \cdot v'(\bar{y}).$$

Es ist

$$z = \frac{1}{v'} \cdot \zeta \qquad (6)$$
$$\zeta = \bar{\eta} - a\xi - b$$

$$z_1 = \frac{1}{v'} \zeta_1 = \bar{\eta}_1 \frac{1}{v'(\bar{y}_1)} - a \cdot \bar{\xi}_1 \frac{1}{v'(\bar{y}_1)} - b \frac{1}{v'(\bar{y}_1)}$$
$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots$$
$$z_n = \frac{1}{v'} \zeta_n = \bar{\eta}_n \frac{1}{v'(\bar{y}_n)} - a \cdot \bar{\xi}_n \frac{1}{v'(\bar{y}_n)} - b \frac{1}{v'(\bar{y}_n)}$$
$$\Sigma z = \sum \frac{\bar{\eta}}{v'} - a \cdot \sum \frac{\bar{\xi}}{v'} - b \cdot \sum \frac{1}{v'}$$

Wegen (1) folgt hieraus:

$$\frac{\sum \frac{\bar{\eta}}{v'}}{\sum \frac{1}{v'}} = a \cdot \frac{\sum \frac{\bar{\xi}}{v'}}{\sum \frac{1}{v'}} + b.$$

Hierin sind

$$\frac{\sum \frac{\bar{\eta}}{v'}}{\sum \frac{1}{v'}} \text{ und } \frac{\sum \frac{\bar{\xi}}{v'}}{\sum \frac{1}{v'}}$$

die Koordinaten des Schwerpunktes S, wenn jeder Punkt P mit dem Gewicht $\frac{1}{v'}$ versehen ist.

„Der Bedingung (1) genügt jede Gerade durch den Schwerpunkt S der mit den Gewichten $\frac{1}{v'}$ versehenen Punkte P". (7)

Auf logarithmischem Papier gestaltet sich die Konstruktion hiernach sehr einfach.

1) Vgl. Gümbel, Jahresbericht d. Schiffsbautechn. Gesellschaft 14, 491, 1913.

2) Schwerdt, diese Zeitschr. 18, 45 ff., 1917.

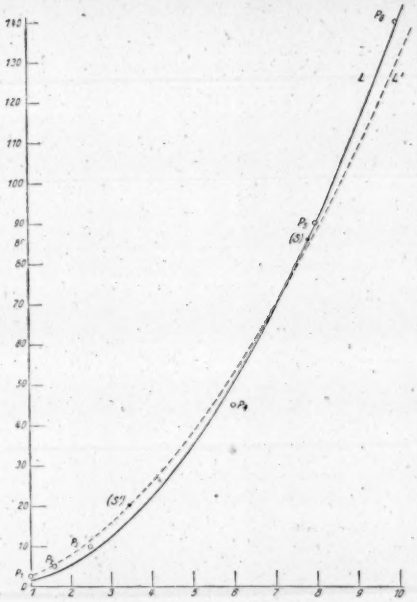

Fig. 2. (Maßstab 2 : 3.)

$$\eta = \log y = \frac{1}{e} \ln y.$$

Von dem nach der Differentiation bleibenden Faktor $\frac{1}{e}$ kann, wie oben, abgesehen werden, so daß aus $v' = \frac{1}{y}$ folgt:

„Auf Papieren mit logarithmischer Ordinatenteilung ist jeder Punkt mit einem Gewicht gleich dem Numerus seiner Ordinate zu versehen". (8)

Was das Verfahren (4) anbetrifft, so ist es nun möglich, den Betrag z an der Funktionsteilung unmittelbar abzulesen. Es kann aber vorkommen, daß man die Funktionsteilungen für ξ und η nicht vollständig ausgeführt hat. Sind beispielsweise in $y = a x^b$ die Werte x und y auf vier Stellen genau bekannt, so reicht die Einheit des handelsüblichen logarithmischen Papieres nicht aus, die Genauigkeit der Messungen auszunutzen. Man wird dann unter Umständen die logarithmische Einheit gleich 1 m wählen und nach einer Tabelle die Werte $\log x$ und $\log y$ in gewöhnlichem Millimeterpapier eintragen. In einem solchen häufig vorkommenden Falle lassen sich die Beträge z also nicht aus der Ordinatenteilung entnehmen. Es sind dann die Abstände ζ jeweils mit $\frac{1}{v'}$ zu multiplizieren. Man kann sagen, der Maßstab der Ordinaten ändert sich mit η, d. h. also mit y.

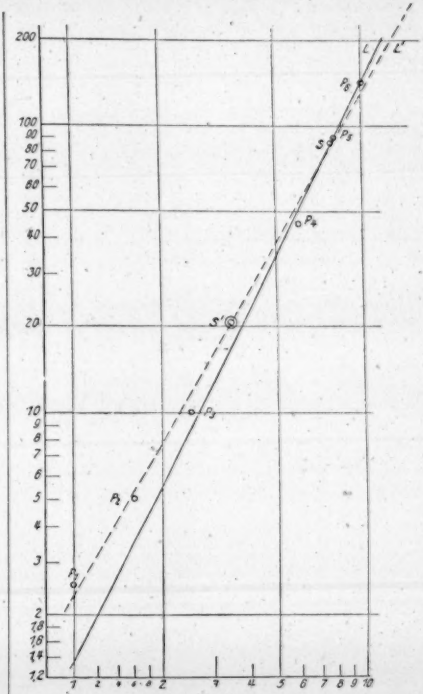

Fig. 3. (Maßstab 1 : 2.)

„Um der Bedingung (2) zu genügen, liest man die Zuschläge z entweder direkt an der Funktionsteilung ab, oder man multipliziert jedes ζ mit dem zugehörigen $\frac{1}{v'}$, bildet $\sum' \left(\frac{\zeta}{v'}\right)^2$ und verfährt dann nach (4)". (9)

An einem Beispiel der parabolischen Funktion $y = a \cdot x^b$ sollen die vorstehenden Ausführungen erläutert werden. Die Konstanten a und b sollen aus den Beobachtungswerten ermittelt werden (Fig. 2):

$x =$	1,0	1,6	2,5	6,0	8,0	10,0
$y =$	2,5	5,0	10	45	90	140

In logarithmischem Papier (Fig. 3) ergeben sich

die Punkte: P_1, P_2, ... P_6. Zur Bestimmung des Schwerpunktes S ist gemäß (8)

P_1 mit dem Gewicht 2,5
P_2 „ „ „ 5,0
— — — — — — — —
P_6 mit dem Gewicht 140,0

anzusetzen. Dann legt man durch

$$S\,(x = 7,\ 8;\ y = 86)$$

eine Anzahl von Versuchsgeraden. Die Abstände z können an der y-Teilung links abgelesen werden. Nach Verfahren (4) ergibt sich dann die Gerade L.

$$\eta = 2{,}01 \cdot \xi + \log\ 1{,}36$$
$$\underline{y = 1{,}36 \cdot x^2}.$$

Hätte man die Ausgleichung ohne Berücksichtigung der Gewichte vorgenommen, so hätte sich $S'\,(x = 3{,}45;\ y = 20{,}5)$ ergeben und nach (4) L'

$$y = 2{,}3 \cdot x^{1{,}75}.$$

Aus der Fig. 2, in die die Kurven L und L' eingezeichnet sind, ist ersichtlich, daß L' der Bedingung (1) nicht genügt.

Es soll nun der Fall der allgemeinen Anamorphose behandelt werden.

Die durch

$$\xi = u\,(x,\ y)$$
$$\eta = v\,(x,\ y)$$

bewirkte Abbildung von E auf E führt die x-Linien ($y = \text{const}$) und y-Linien ($x = \text{const}$) in die Kurvenscharen über, die Fig. 4 andeutet. Der Beobachtungswert $x, \bar{y}$ erscheint als Punkt P mit den Koordinaten

$$\xi = u\,(x,\ \bar{y})$$
$$\eta = v\,(x,\ \bar{y}).$$

Es sei Q der Punkt, der nach erfolgter Ausgleichung zum selben ξ gehört. Seine Koordinaten sind (Fig. 4) mit Rücksicht auf $y = \bar{y} - z$

$$\xi = u\,(x + h;\ \bar{y} - z)$$
$$\eta = v\,(x + h;\ \bar{y} - z).$$

Entwickelt man η nach der Taylorschen Reihe und vernachlässigt die höheren Potenzen von h und z, so ergibt sich

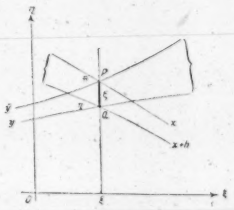

Fig. 4.

$$\eta = v\,(x,\ \bar{y}) + \frac{\partial v}{\partial x} h - \frac{\partial v}{\partial y} z + \ldots\ldots$$

$$\bar{\eta} - \eta = \zeta = \frac{\partial v}{\partial y} z - \frac{\partial v}{\partial x} h.$$

Hierin sind, wie im folgenden, die partiellen Ableitungen stets für den Punkt $(x, \bar{y})$ zu bilden. Der Zuwachs h läßt sich bestimmen, da ξ von P zu Q konstant geblieben ist, aus

$$d\xi = \frac{\partial u}{\partial x} h - \frac{\partial u}{\partial y} z = 0.$$

Hieraus findet man

$$h = z \cdot \frac{\dfrac{\partial u}{\partial y}}{\dfrac{\partial u}{\partial x}},$$

$$\zeta = z \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\dfrac{\partial u}{\partial y}}{\dfrac{\partial u}{\partial x}} \right).$$

Schreibt man die Funktionaldeterminante

$$\begin{vmatrix} \dfrac{\partial u}{\partial x} & \dfrac{\partial u}{\partial y} \\ \dfrac{\partial v}{\partial x} & \dfrac{\partial v}{\partial y} \end{vmatrix} \quad \frac{\partial\,(u, v)}{\partial\,(x, y)} = \frac{1}{M},$$

so wird

$$z = \zeta \cdot \frac{\partial u}{\partial x} \cdot M.$$

Hierin ist nach dem Reziprozitätssatz

$$M = \frac{\partial\,(x, y)}{\partial\,(u, v)} = \frac{\partial x}{\partial u} \cdot \frac{\partial y}{\partial v} - \frac{\partial x}{\partial v} \cdot \frac{\partial y}{\partial u}.$$

Nach einem Satze von Jacobi[1]) ist

$$\frac{\partial u}{\partial x} \cdot M = \frac{\partial y}{\partial v} = \frac{\partial y}{\partial \eta}$$

$$\underline{z = \zeta \cdot \frac{\partial y}{\partial \eta}}. \qquad (10)$$

„Um der Bedingung (1) zu genügen, ist zur Bestimmung des Schwerpunktes jeder Punkt mit dem Gewicht $\dfrac{\partial y}{\partial \eta}$ zu versehen". (11)

„Um die Σz^2 zu einem Minimum zu machen, sind die mit $\dfrac{\partial y}{\partial \eta}$ multiplizierten Abstände ζ bei der Quadratbildung in Rechnung zu setzen". (12)

Durch Spezialisierung der Funktionen u und v müssen sich aus dem Endergebnis die bisherigen Sätze ablesen lassen.

1) Werke III, S. 385ff., § 8.

Die η-Achse ist regulär geteilt, die ξ-Achse ist beliebig.

$$\begin{aligned} \eta &= y \\ \frac{\partial y}{\partial \eta} &= 1 \\ z &= \zeta. \end{aligned} \qquad (5a)$$

Die η-Achse trägt eine Funktionsteilung von y allein:

$$\frac{\partial y}{\partial \eta} = \frac{dy}{d\eta} = \frac{1}{v},$$

$$z = \zeta \cdot \frac{1}{v}. \qquad (6a)$$

In dem oben erwähnten Falle

$$\xi = x, \quad \eta = \frac{y}{x} \qquad (13)$$

kann (10) angewendet werden, $\frac{\partial y}{\partial \eta} = x$:

„In der Darstellung $\frac{y}{x}$ über x erhält jeder Punkt das Gewicht, das seine Abszisse angibt". (14)

Die Ausgleichung in allgemeiner Anamorphose soll an dem Beispiel der Wurfparabeln

$$y = x \cdot \operatorname{tg} \varphi - \frac{x^2}{a \cdot \cos^2 \varphi}$$

ausgeführt werden. Um das Verfahren an zwei verschiedenen Darstellungsarten zu zeigen, soll a als bekannt, im folgenden gleich 10 vorausgesetzt werden. Es bleibt dann nur noch übrig, eine Konstante zu ermitteln, nämlich φ. Die durch den Nullpunkt gehende Kurve soll so gelegt werden, daß Bedingung (1) erfüllt ist.

A. a. S.[1]) ist für die Wurflinien mit konstantem a ein Koordinatennetz entworfen worden, das jede Parabel in ihre Nullpunktstangente überführt:

$$\begin{aligned} \xi &= x \\ \eta &= \frac{a}{2} + \sqrt{\frac{a^2}{4} - ay - x^2}, \end{aligned}$$

oder (15)

$$\begin{aligned} x &= \xi \\ y &= -\frac{1}{a}\xi^2 - \frac{1}{a}\eta^2 + \eta. \end{aligned}$$

Für $a = 10$ ist in Fig. 6 das zugehörige Netz entworfen worden.

$$\frac{\partial y}{\partial \eta} = 1 - \frac{2}{a}\eta.$$

Hieraus folgt

$$\frac{\partial y}{\partial \eta} = -\frac{2}{a} \cdot e,$$

wenn

$$\sqrt{\frac{a^2}{4} - ay - x^2} = e$$

gesetzt wird. e ist der Abstand eines Punktes P von der Geraden $\eta = \frac{a}{2}$, der horizontalen Symmetrieachse des Koordinatennetzes. Unter Vernachlässigung des konstanten Faktors $-\frac{2}{a}$ ergibt sich

$$\underline{z = \zeta \cdot e.}$$

„In der durch (13) bewirkten Anamorphose hat zur Erledigung von (1) jeder Punkt ein Gewicht zu erhalten, das dem Abstande des Punktes von der Geraden $\eta = \frac{a}{2}$ gleich ist". (16)

Man erkennt, daß in der Nähe dieser Geraden eine kleine Änderung von y eine ver-

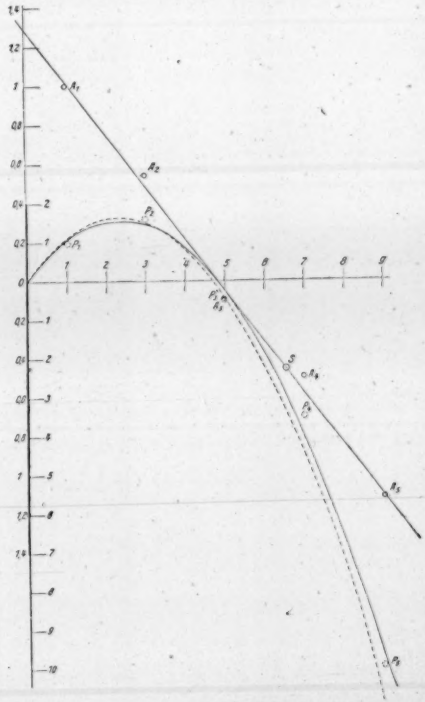

Fig. 5. (Maßstab 1 : 3.)

1) l. c. S. 50.

hältnismäßig große Änderung von η nach sich zieht. Die Punkte in der Nähe von $\eta = \frac{a}{2}$ sind also mit einer gewissen Unsicherheit behaftet. Das Verfahren trägt diesem Umstande dadurch Rechnung, daß es diese Punkte mit einem nur sehr kleinen Gewicht eingehen läßt. Eine Beobachtungsreihe bei $a = 10$ hat ergeben:

$x =$	1	3	5	7	9
$y =$	1	1,6	−0,5	−3,5	−10

In regulärer Darstellung ergeben sich in Fig. 5 die Punkte $P_1 \dots P_5$. Auf demselben Blatt sind die Punkte $A_1 \dots A_5$ nach Art des Verfahrens (13) eingezeichnet. Gemäß (14) ist

A_1 mit dem Gewicht 1,
A_2 „ „ „ 3,
— — — — — —
A_5 mit dem Gewicht 9

zu versehen.

Als Schwerpunkt ergibt sich S. Da zwischen den beiden Konstanten der Geraden hier eine Relation besteht, so ist durch die Koordinaten des Schwerpunktes die Lage der Geraden festgelegt; es ergibt sich:

$$y = 1{,}28\,x - 0{,}264\,x^2$$
$$\varphi = 52^0.$$

In der Darstellung nach (15) ergeben sich die Punkte $P_1 \dots P_5$ in Fig. 6. Hier sind auf Grund von (16) den Punkten die Gewichte zu erteilen, bzw.:

P_1	P_2	P_3	P_4	P_5
3,7	0	2,1	3,2	6,6

Der in dieser Weise bestimmte Schwerpunkt ist S. Die Gerade OS gibt in guter Übereinstimmung mit den oben gefundenen Werten

$$y = 1{,}27\,x - 0{,}262\,x^2$$
$$\varphi = 51{,}8^0.$$

Der ohne Rücksicht auf die Gewichtsverhältnisse bestimmte Schwerpunkt S' würde die stark abweichende fehlerhafte Gleichung

$$y = 1{,}33\,x - 0{,}277\,x^2$$
$$\varphi = 53^0$$

liefern.

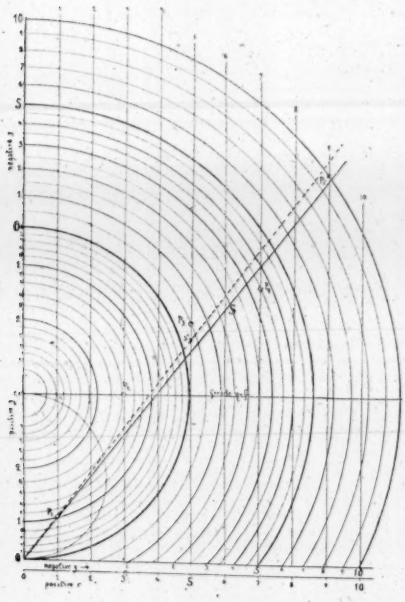

Fig. 6. (Maßstab 1 : 3.)

Zusammenfassung.

Nach Angabe eines bekannten graphischen Ausgleichungsverfahrens für reguläre Millimeterpapiere wird zunächst die Ausgleichung in geradlinigen Funktionspapieren mit parallelen Koordinatenlinien, sodann auch in krummlinigen Koordinatennetzen auf jene eingangs besprochene Konstruktion zurückgeführt. Dabei zeigt sich, daß die Bedingung, das arithmetische Mittel zu Null zu machen, von jeder Geraden durch den Schwerpunkt S erfüllt wird, wenn zu dessen Bestimmung die Beobachtungspunkte mit geeignetem Gewicht versehen werden. Dieses ist auf jedem Papier von Punkt zu Punkt angebbar:

$$\frac{\partial y}{\partial \eta}.$$

Zur Bildung der Quadratsumme ist jeder Abstand ζ mit derselben Größe zu multiplizieren. An einigen Beispielen werden die Verfahren erläutert.

Berlin-Schöneberg, April 1919.

(Eingegangen 8. Mai 1919.)

Über den Sehraum.

Von Hans Witte.

Fünfte Mitteilung: Die Raumbedingung.

1.

Der Mond sieht so groß aus wie ein Teller. Wenn er hoch steht, wie ein kleiner Teller, wenn er tief steht, wie ein mittelgroßer bis großer

Teller. Im Durchschnitt wie ein Teller von 20 cm Durchmesser. Sonne, Sterne, Sternbilder, Kometen, Feuerkugeln, andere Himmelserscheinungen ähnlich[1]).

Diese Tatsache wollen wir erklären. Wir wollen sie in Zusammenhang bringen mit dem räumlichen Sehen überhaupt. Insbesondere wollen wir prüfen, ob sie etwas mit der Annahme eines „Sehraums" zu tun hat.

Sehen wir den Mond deshalb wie einen Teller, weil wir ihn in einem Sehraum sehen? Gibt es überhaupt einen Sehraum? Wie ist dieser Sehraum beschaffen?

2.

Von einem Sehraum fordert man, daß er im geometrischen Sinne ein Abbild des wahren Raumes sei. Die Forderung besagt Folgendes. Jeder Punkt P des wirklichen Raumes erscheint auf seinem Sehstrahl[2]) nach einwärts geschoben (p). Die scheinbare Entfernung $Ap = f$ des Punktes vom Auge A ist kleiner als die wirkliche Entfernung $Ap = F$. Dann soll auch die scheinbare Größe $p_1 p_2 = g$ eines Gegenstandes kleiner sein als die wahre Größe $P_1 P_2 = G$, und zwar nach einfachen geometrischen Sätzen im selben Verhältnis kleiner (vgl. die Figur):

$$\frac{g}{G} = \frac{f}{F}$$

$$\frac{\text{Sehgröße}}{\text{wahre Größe}} = \frac{\text{Sehferne}}{\text{wahre Entfernung}} \qquad (1)$$

Diese Verhältnisgleichung ist die eigentliche Grundgleichung des Sehraums. Herr v. Sterneck[1]) und andere nennen sie den Sehwinkelsatz, weil der scheinbare Sehwinkel $p_1 A p_2$ derselbe bleibt wie der wahre Sehwinkel $P_1 A P_2$. Ich hatte sie zuerst Sehwinkelaufhebungssatz genannt[2]), weil sie bewirkt, daß mit zunehmender wahrer Entfernung die Sehgröße nicht so schnell abnimmt wie der Sehwinkel (dies war für uns Physiker besonders bemerkenswert, denn die Physik nannte bisher gerade den Sehwinkel scheinbare Größe). In meiner zweiten und dritten Mitteilung habe ich das Gesetz in Worten ausgesprochen

„Je näher, umso kleiner".

D. h. je näher (Ap_1) die Füllung $P_1 P_2$ eines Sehwinkels $P_1 A P_2$ gesehen wird, umso kleiner ($p_1 p_2$) soll sie gesehen werden. Von jetzt an möge das Gesetz kurz die Raumbedingung heißen. Denn nur wenn diese Raumbedingung besteht, schließen sich Sehferne f und Sehgröße g zu einem Sehraum im euklidischen Sinne zusammen.

3.

Gerade diese Raumbedingung läßt sich nun[3]) für den Mond und alles, was nach seiner Weise gesehen wird, augenscheinlich nicht erfüllen. Es erscheint unmöglich, solche kleinen Sehgrößen g mit passenden Sehfernen f zu einem Sehraum zusammenzuschließen. Die Schwierigkeit liegt in den Zahlen für die Sehfernen.

Setzt man in die Raumbedingung

$$f = \frac{F}{G} \cdot g \qquad (1)$$

für F die wahre Mondentfernung 400000 km, für G die wahre Mondgröße 3600 km, und dazu für g den Höchstwert der Mondsehgröße $g = 40$ cm, so kommt als Höchstwert der Mondsehferne f

$$f = 44 \text{ m}. \qquad (2)$$

Entsprechend für Sonne, Sterne, usw. Die fernsten Dinge müßten in einer scheinbaren Entfernung von 44 m gesehen werden; die äußerste Fernausdehnung des Sehraums müßte 44 m betragen; in eine Kreisfläche vom Halbmesser 44 m um den Beobachter herum müßte der ganze Sichtbereich der Erdoberfläche zusammengepreßt erscheinen. Und zwar wohlgemerkt, auch bei hellen Tagen, unter vollkommen durchschnittlichen Umständen.

Das wirkt in der Tat unwahrscheinlich. Man kann verstehen, wenn die Fachwissenschaft die-

1) H. Witte, diese Zeitschr. **19**, 142, 1918; **20**, 61, 114, 126, 1919.

2) Bis auf weiteres werde angenommen, daß der Beobachter ein Auge schließt und nur mit dem anderen sieht. Das rechte sei geschlossen, das linke sehe.

1) R. v. Sterneck, Der Sehraum auf Grund der Erfahrung. Leipzig 1907.

2) Vorläufige Mitteilung, diese Zeitschr. **19**, 142, 1918.

3) Vgl. zum folgenden wieder vorläufige Mitteilung, a. a. O.

sen Preßraum niemals ernstlich ins Auge gefaßt hat.

4.

Versucht man nun von der anderen Seite aus, d. h. den Sehfernen, den Sehraum zu bestimmen, so kommt man auf neue Schwierigkeiten. Hier muß man sich mit dem Sehraum auseinandersetzen, den Herr v. Sterneck[1]) aus Entfernungsschätzungen errechnet hat. Der Sternecksche Sehraum weist für die Sehfernen Werte auf, die wohl der Durchschnittserfahrung entprechen mögen. Das Höchstmaß seiner scheinbaren Entfernungen beträgt (im Durchschnitt) 10 km, der wahre Raum erscheint hier nur in den recht großen Kreis von 10 km Halbmesser zusammengezogen. Aber nun passen die Sehgrößen nicht.

Setzt man in die Raumbedingung

$$g = \frac{G}{F} \cdot f \qquad (1)$$

wieder Mondgröße $G = 3600$ km, Mondentfernung $F = 400000$ km, und jetzt Mondsehferne $f = 10$ km, so kommt für die Mondsehgröße g

$$g = 90 \text{ m}. \qquad (3)$$

Der Mond müßte 90 m groß aussehen, also wie ein Kirchturm aus nächster Nähe; die Venus so groß wie ein Wagenrad; usw.

Diese unheimlichen Sehgrößen widersprechen abermals jeder Erfahrung.

5.

Man kommt also mit der Raumbedingung nicht durch, weder von der einen, noch von der anderen Seite. Daher erscheint es nötig, auf die Raumbedingung zunächst zu verzichten. Das heißt, man löst den Zusammenhang zwischen Sehferne und Sehgröße und unterzieht jede von beiden getrennt einer neuen Untersuchung.

6.

Durchführen läßt sich diese neue Untersuchung zunächst nur für die Sehgröße. Wie groß Dinge „aussehen", dafür haben die meisten Menschen ein unmittelbar erlebtes Maß. Besonders Ungelehrte geben vollkommen treffsicher an: Der Kirchturm da hinten sieht so groß aus wie ein Bleistift, die Scheune so groß wie eine Streichholzschachtel, der Mensch da auf der Brücke so groß (mit den Fingern gezeigt), usw.

Mißt man auf solche Weise mit unbefangenen Versuchspersonen die Sehgrößen beliebiger, beliebig entfernter Gegenstände aus, so gewinnt man eine Gesamtheit von Verkleinerungsziffern, die sich über den ganzen Raum vom Beobachter bis ins Unendliche erstreckt. Sie macht im ganzen einen leidlich gesetzmäßigen Eindruck; und als Abschluß reihen sich die fraglichen Mond- und Sternverkleinerungen leidlich befriedigend an.

1) a. a. O.

7.

Die Sehfernen bleiben dabei außer Betracht. Ob sie verkürzt erscheinen, ob nicht, bleibt dahingestellt. Die Entfernungserstreckungen können unbeschadet der Sehgrößenverkleinerungen so erlebt werden, wie sie in Wahrheit sind. Ja auch die wahren Größen der Dinge kann der Beobachter ruhig wissen. Er kann den Raum im ganzen nach allen Ausdehnungen so erleben, wie er in Wirklichkeit ist, sowohl nach den Entfernungen, wie nach den Größen, nur lagert sich über dies Wissen ein zweites Erleben, und dies Erleben betrifft nur die scheinbaren Größen. Jedem Dinge, das man sieht, ist außer seiner gewußten oder geschätzten wahren Größe gewissermaßen wie eine Marke noch eine Verkleinerungsziffer angeheftet. So groß „sieht das Ding aus".

8.

Es kann nicht bezweifelt werden, daß wir im allgemeinen die Außenwelt mit diesen Zahleneindrücken sehen.

Wir wissen oder schätzen die wahren Entfernungen. Wir wissen oder schätzen die wahren Größen. Außerdem erleben wir noch die Verkleinerungseindrücke nach Art der Streichholzschachtelscheune oder des Tellermondes, diese aber nur für die Größen, nicht für die Entfernungen. Für die Entfernungen besteht ein zahlenmäßig entsprechender Verkleinerungseindruck (44 m und darunter) als selbständiges, bewußtes Erlebnis nicht.

9.

Nach dem Forscher, der zuerst die scheinbaren Größen von den scheinbaren Entfernungen löste und das Nebeneinander von gewußten wahren Abmessungen und erlebten Verkleinerungsmaßen der Sehgröße erkannte, habe ich dies Raumgemisch den Laqueurschen Sehraum genannt.

Der nächste Aufsatz wird die mathematischen Grundgesetze des Laqueurschen Sehraums feststellen[1]).

1) Ich verlasse hiermit den Bereich derjenigen Untersuchungen, die durch unmittelbare Anregung und Mitarbeit Herrn E. Laqueurs entstanden sind. Dem Arzt und Freund, der mir uneigennützig den dankbaren Stoff überließ und damit sein Ziel erreichte, mich nach schwerster Kopfverwundung wieder geistig arbeitsfähig zu machen, danke ich nochmals herzlich.

Wolfenbüttel (Technische Hochschule Braunschweig), im April 1919.

(Eingegangen 5. Mai 1919.)

Universalröhreninstrumentarium.

Von Eugen Nesper und Paul Floch.

(Mit Tafel XIII.)

A. Bisherige Hochfrequenzerzeuger für Meßzwecke und deren Mängel.

Für alle Hochfrequenzuntersuchungen und -messungen wird eine Stromquelle benötigt, welche einen möglichst konstanten Hochfrequenzstrom gleichmäßiger und tunlichst wahlweise einregulierbarer Energie zu liefern gestattet. Bisher sind für diesen Zweck vorwiegend vier Arten von Hochfrequenzerzeugern angewendet worden. Die primitivste und auch unzureichendste Erzeugungsart besteht in der Benutzung eines Induktors mit Funkenstrecke, welche mit seltenen Funkenentladungen arbeitet. Die zahlreichen Mängel dieser Anordnung wie Inkonstanz der Energie, der Amplitude, unregelmäßiges Einsetzen der Schwingungen usw. haben dazu geführt, diese Methode nur noch in Ausnahmefällen und wo eine kritische Überwachung der Messung möglich ist, zu benutzen.

Eine erhebliche Verbesserung stellt die Anwendung eines Lichtbogengenerators, welcher allerdings ohne transversales Magnetfeld arbeiten muß und dessen Schwingungsenergie infolgedessen begrenzt ist, dar. Aber auch bei den hiermit zu erzielenden Messungen und Untersuchungen ist Vorsicht geboten, da leicht wenn auch geringfügige Wellenlängenschwankungen auftreten können. Jedenfalls verlangt auch diese Methode eine recht sachverständige Wartung.

Eine wesentliche Verbesserung für Meßzwecke stellt die Benutzung eines Wienschen Schwebungsstoßsenders (tönende Funkenmethode) dar. Die hiermit in Hochfrequenz umzuformenden Energien können verhältnismäßig leicht konstant gehalten werden. Indessen ist die Beschaffung einer derartigen Apparatur nicht einfach und billig, da ein Mittelfrequenzmaschinenaggregat zur Speisung des Transformators vorhanden sein muß, an dessen Klemmen eine besonders sorgfältig herzustellende Funkenstrecke liegt. Es sind also eine Reihe von Forderungen vorhanden, über welche nicht jedes Laboratorium oder jede Prüfstelle ohne weiteres verfügen wird.

Man hat sich infolge dieser Unzuträglichkeiten meistens dazu entschlossen, als Hochfrequenzquelle einen Summerunterbrecher zu benutzen, welcher in sog. Eichhornschaltung arbeitet. Diese Methode ist allerdings einfach und billig herzustellen. Es können ihr aber auch wesentliche Nachteile anhaften. Der Summerunterbrecher kann beispielsweise direkt auf den zu untersuchenden Kreis induzieren. Er besitzt im übrigen den prinzipiellen Nachteil, nicht nur die Hochfrequenzschwingungen des mit ihm verbundenen Schwingungssystems auszulösen, sondern auch noch langsame Schwingungen in der Periode der Unterbrechungen des Unterbrechers hervorzurufen. Die Amplitude der letzteren kann ziemlich erheblich sein, so daß vielfach die Messungen hierdurch gefälscht werden. Jedenfalls kann man auch diese Hochfrequenzquelle nicht als ideale Speisequelle für Messungen bezeichnen.

B. Beschreibung der Meßanordnung mit Röhrengenerator (Universalröhreninstrumentarium).

Eine jedoch allen Anforderungen gerecht werdende Methode ist die in passender Schaltung benutzte Gasröhre mit Zwischenelektrode (Pleiotron). Hierdurch erhält man nicht nur scharf resonanzfähige ungedämpfte und kontinuierliche Schwingungen, welche auch während beliebig langen Zeitspannen vollkommen konstant aufrecht erhalten werden können, sondern es ist auch möglich, ohne Zuhilfenahme eines kostspieligen und umständlicher Wartung bedürfenden Maschinenaggregates die Hochfrequenzenergie jederzeit beliebig zu erzeugen.

Das nachstehend beschriebene Instrumentarium[1]) beruht darauf, daß eine Gasröhre mit Zwischenelektrode mit allen erforderlichen Schwingungskreis- und Hilfsapparaten bei möglichst geringem Raumbedarf zusammengebaut ist, um mindestens alle wichtigsten in der Hochfrequenztechnik vorkommenden Messungen ausführen zu können (siehe unter C). Hierzu ist außerdem noch ein geeichter Sekundärkreis vorgesehen, welcher einen selbstinduktionslos und kapazitätsfrei gewickelten geeichten Ohmschen Widerstand besitzt.

Außer zu Meßzwecken kann die Apparatur aber auch noch zum Senden ungedämpfter Schwingungen, zum Audion- und Schwebungsempfang sowie zur Verstärkung aufgenommener Schwingungen benutzt werden (siehe unter D).

Das Instrumentarium in Gebrauchsstellung gibt Fig. 1 (Tafel XIII) wieder. Rechts im Bilde ist der die Gasröhre enthaltende Primärkreis, links der Sekundärkreis (Meßkreis) erkennbar, welcher auch bei Sende- oder Empfangsschaltungen zum Anschalten der Antenne dient.

Der Primärkreis besteht aus einer mit Zwischenelektrode arbeitenden Gasröhre *a*, zu wel-

1) Das Universalröhreninstrumentarium wird von den Lorenz-Werken G. m. b. H. in Wien hergestellt.

cher die Heizenergie durch die Klemmen *b*, die Anodenfeldenergie durch die Klemmen *c* zugeführt wird. *d* ist ein Drehplattenkondensator mit Luftdielektrikum, welcher zusammen mit der Selbstinduktionsspule *e*, deren Windungsbeträge stufenweise durch einen Walzenschalter *g* eingeschaltet werden können, den geschlossenen Schwingungskreis bildet. Durch Drehung des Walzenschalters und Betätigung des Drehplattenkondensators *d* kann die Wellenlänge des Systems sowohl für Meßzwecke als auch für Senden und Empfang zwischen ca. 150 m und 1200 m kontinuierlich verändert werden.

In der Zylinderspule *e* mittels eines eine kleine Eichskala tragenden Handgriffs *f* ist die Sekundärspule angeordnet, welche die Schwingungsenergie von der Spule *e* aufnimmt und mittels der Klemmen und Zuleitungen *h* auf den Sekundärkreis bzw. direkt auf die Antenne überträgt. *i* ist ein weiterer kleiner, mit drei Stellungen versehener Walzenschalter, welcher den Primärkreis auf „Senden", „Empfangen" oder „Messen" zu schalten gestattet. *k* ist der Handgriff eines kontinuierlich veränderlichen Widerstandes für die Einregulierung der Heizung des Glühfadens der Röhre *a*. *l* ist ein kleines Hitzdrahtampèremeter, welches den im geschlossenen Primärkreis fließenden Hochfrequenzstrom anzeigt. *m* ist ein Drehspulampèremeter, um die Heizstromstärke ablesen zu können. *n* sind 2 Stöpselbuchsen zum Einschalten eines Telephons, *o* ist ein Taster, welcher, wenn z. B. das Instrumentarium zum Senden ungedämpfter Schwingungen benutzt wird, Anwendung findet.

Der Sekundärkreis ist durch die schon erwähnten Zuleitungen *h* mit dem Primärkreis verbunden. Er besteht aus einer Stöpselspule *o*, einem mit zwei herausgeführten, um den aktiven Kondensatorteil verbundenen Puppenklemmen versehenen Drehplattenkondensator *p*, einem geeichten Stöpselwiderstand *q*, welcher durch einen parallel gelegten Messerschalter *r* auch kurzgeschlossen werden kann, einem kleinen Hitzdrahtinstrument *s*, einem hochempfindlichen Galvanometer *z* und aus drei aus der Figur nicht ersichtlichen, hinter der Spule liegenden Klemmen, welche entweder teils kurzgeschlossen bzw. an welche das zu untersuchende Schwingungssystem (Antenne) angeschlossen wird. Damit auch exakte Dämpfungsmessungen von relativ schwachgedämpften Systemen (Resonanzkreisen, gering gedämpften Antennen usw.) ausgeführt werden können, ist ferner noch ein in Fig. 1 (Taf. XIII) nicht wiedergegebener kleiner aperiodischer Kreis vorgesehen, in welchem ein einstellbarer Detektor mit Thermowirkung eingestöpselt ist. Dieser Kreis bzw. dessen Detektor kann durch eine biegsame Litze mit dem Galvanometer *z* verbunden werden. Der Kreis selbst wird entweder auf den Widerstand *q*, oder wenn eine sehr feste Kopplung gewünscht wird, direkt auf die Zylinderspule *o* aufgelegt. Die dem Detektor zuzuführende Energie und damit der Ausschlag im Galvanoskop *z* ist somit innerhalb beliebiger Grenzen regulierbar.

Für den Transport und die Aufbewahrung ist der Primär- und Sekundärteil in einen verschließbaren mit Handgriff versehenen, bequem tragbaren Kasten eingeschoben, welchen Fig. 2 (Taf. XIII) im geöffneten Zustande darstellt. Die Röhre nebst dem Zuführungsgalgen wird für den Transport aus der Stöpselung entfernt und in eine kleine im Senderkasten angeordnete Schublade *t* untergebracht, welche außer dem Galgen den Raum für eine Betriebs- und eine Reserveröhre aufweist.

C. Beispielsweise Meßschaltungsanordnungen mittels des Universalröhreninstrumentariums.

1. Kopplung zwischen Primär- und Sekundärkreis, für starke und schwache Energieübertragung.

Grundsätzlich ist bei allen auszuführenden Messungen zu beachten, daß keine Rückwirkung vom Sekundärkreis auf den Primärkreis aus stattfinden kann. Es sind daher die Spulen *e* und *o* möglichst entkoppelt angeordnet. Damit aber jede Rückwirkung sicher vermieden wird, ist es weiterhin bei den Meßschaltungen noch notwendig, den Abstand zwischen Primär- und Sekundärkreis nicht zu gering zu wählen. Ein Abstand von 25 cm zwischen den beiden Apparaturen ist stets ausreichend.

Für die nachstehenden Messungen wird die Energie vom Primärsystem auf das Sekundärsystem, wenn es sich um größere Beträge handelt, durch die Kopplungsspule *f* und durch die Verbindungslitzen *h* herbeigeführt. Wenn es sich jedoch darum handelt, die auf den Sekundärkreis zu übertragende Energie gering zu halten, so muß die Kopplung zwischen den Kreisen besonders lose gemacht werden, wozu die Klemmen *h* des Meßkreises kurzgeschlossen werden, so daß die Energieübertragung vom Primär- auf den Sekundärkreis lediglich durch die von der Spule *e* auf die Spule *o* ausgesandten Streulinien erfolgt.

2. Inbetriebsetzung des Primärkreises.

Nachdem an die Klemmen *b* die Heizstromquelle (Akkumulatorenbatterie), an die Klemmen *c* die Anodenfeldbatterie (Trockenelementbatterie 400 Volt × 0,2 Amp.) angeschlossen sind, der Walzenschalter *i* auf „Messung" gestellt ist, wird durch langsame Bewegung des Widerstandsgriffes *k* der Glühfaden langsam angeheizt, bis an dem Strommesser *m* eine maximale Heizstromstärke von ca. 3 Amp. erreicht ist. Es ist alsdann sofort Schwingungsenergie kontinuierlich in ungedämpfter Form vorhanden, deren Intensität am Strommesser *l* abgelesen werden kann. Die Wellenlänge wird durch den Stufenschalter *g* bzw. durch die Einregulierung des Kondensators *d* bewirkt.

Nach Inbetriebsetzung des Primärkreises können mit dem Universalröhreninstrumentarium u. a. nachstehende Messungen ausgeführt werden.

3. Wellenlängenmessung.

Nach Inbetriebsetzung des Primärkreises arbeitet dieser als ungedämpfter Sender, wobei das zu messende System beispielsweise an die Klemmen *h* zwecks Erregung angeschaltet werden kann.

Mit dem Sekundärsystem bei ausgeschaltetem Widerstand *q*, also kurzgeschlossenem Schalter *r* kann alsdann empfangen werden, wobei die Resonanzeinstellung durch entsprechende Stöpselung der Spule *o* bzw. Drehen des Handgriffs des Drehplattenkondensators *p* bewirkt wird, bis der maximale Ausschlag am Hitzdrahtampèremeter *s* erzielt ist. Die somit festgestellte Wellenlänge kann aus einer zu dem Sekundärkreis beigegebenen Eichkurve entnommen werden.

4. Dämpfungsmessungen. Feststellung der Eigendämpfung des Meßkreises.

Die prinzipielle Meßschaltung gibt Fig. 3 wieder, und zwar ist hier einmal die Möglichkeit vorgesehen, daß die auf den Sekundärkreis vom Primärkreis übertragene Energie sehr groß ist (z. B. Dämpfungsmessung von Isolationsmaterialien), wobei also direkt mit dem in den Sekundärkreis eingeschalteten Hitzdrahtinstrument *s* gemessen wird, andererseits ist auch der aperiodische Detektorkreis *i* vorgesehen, welcher als Indikationsinstrument das hochempfindliche Galvanoskop *z* benutzt. Die

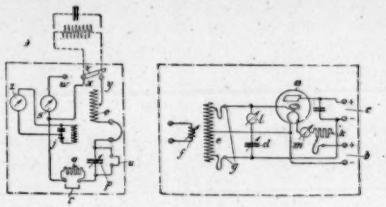

Fig. 3.

letztere Anordnung wird für alle praktisch in Betracht kommenden Dämpfungsmessungen, mindestens soweit die zu messende Dämpfung nur gering ist, anzuwenden sein.

Da der Primärkreis ungedämpft schwingt, folgt die Eigendämpfung des Meßkreises nach der Verstimmungsmethode aus dem bekannten Ausdruck

$$\vartheta_2 = \pi \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_r}.$$

Hierin bedeutet, λ_1 bzw. λ_2 die Wellenlänge bei halbem Ausschlag des Galvanoskops, λ_r die Wellenlänge für den Resonanzpunkt.

5. Messung der Dämpfung einer Antenne.

Bezeichnet man den Galvanoskopausschlag im Resonanzpunkt mit α_r nach Einschaltung des Widerstandes $q(w)$ mit α, so ergibt sich die Dämpfung der Antenne aus

$$\vartheta_{ant} = \frac{1}{150} \cdot \frac{c_a \cdot w}{\lambda_A} \cdot \frac{\sqrt{\alpha}}{\sqrt{\alpha_r} - \sqrt{\alpha}}.$$

Die Antennenkapazität kann mit dem Meßkreise gemessen werden. Die Grundschwingung der Antenne wird festgestellt gemäß Punkt 3 und der Widerstand *w* kann direkt entsprechend dem jeweilig eingestöpselten Betrage an *q* abgelesen werden.

Hat man die Dämpfung, also somit den Widerstand der Antenne bei Grundschwingung bestimmt, so kann in gleicher einfacher Weise die Antennendämpfung, also der Antennenwiderstand bei der entsprechenden Wellenverlängerung festgestellt werden.

6. Messung der Dämpfung einer Selbstinduktionsspule.

Will man die Dämpfung von Spulen messen, so wird der Kurzschließer *v* geöffnet und an dessen Stelle die zu messende Spule angeschaltet. Man macht alsdann eine Messung mit Spule und eine Messung ohne Spule. Bei der Dämpfungsmessung von Selbstinduk-

tionsspulen kann übrigens, insbesondere soweit es sich um einen direkten Stromvergleich handelt, ohne weiteres auch an Stelle des aperiodischen Detektorkreises die Messung mit dem direkt eingeschalteten Hitzdrahtinstrument s durchgeführt werden.

7. Messung der Dämpfung von Kondensatoren und Isolationsmaterialien.

Um die Dämpfung von Kondensatoren bzw. von Isolationsmaterialien festzustellen, sind der Kurzschließer bzw. die Klemmen u vorgesehen, an deren Stelle der zu untersuchende Kondensator bzw. das zu messende Isolationsmaterial z. B. zwischen kondensatorförmig gestalteten Platten gebracht wird.

8. Kapazitätsmeßschaltung.

Der Primärkreis arbeitet wieder als ungedämpfter Sender. Im Sekundärkreis wird der zu messende Kondensator an die Kontaktklemmen $x\,y$ angeschlossen. Der Kondensator p ist an den Klemmen u kurzgeschlossen. Sodann wird auf Resonanz eingestellt. Durch Kurzschließen der Klemmen $x\,y$ und Öffnen der Kontaktklemmen u tritt an Stelle der zu messenden Kapazität der geeichte Drehkondensator p, der solange variiert wird, bis wieder die Resonanzstellung erreicht ist (Vergleichsmethode).

9. Selbstinduktionsmeßschaltung.

Auch hier läßt man den Primärkreis wieder als ungedämpften Sender arbeiten. Der Sekundärkreis wird einmal durch den Kurzschluß v geschlossen. Das andere Mal wird an dessen Stelle die zu messende Spule angeschaltet und es wird aus der Wellenlängendifferenz direkt die Größe der gemessenen Spule festgestellt.

Abgesehen von den vorbeschriebenen Meßschaltungen kann das Universalröhreninstrumentarium noch zu folgenden drahtlosen Sende- bzw. Empfangsschaltungen benutzt werden.

D. Senden, Empfangen und Verstärken mittels des Universalröhreninstrumentariums.

1. Sendeschaltung (Morseverkehr).

Die Sendeschaltung gibt Fig. 4 wieder. Die Inbetriebsetzung des Primärkreises erfolgt wie unter 1, wodurch jedoch der Walzenschalter i auf Senden gestellt ist und der Morsetaster die Anodenfeldenergie im Rhythmus der

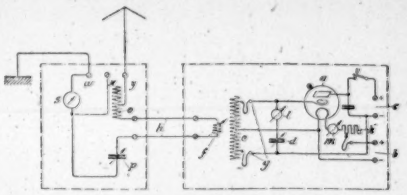

Fig. 4.

Morsezeichen zu tasten gestattet. Die Erde wird an die Kontaktklemmen w, die Antenne an die Kontaktklemme y angeschaltet.

2. Drahtloses Fernsprechen.

Hierzu ist nur erforderlich, ein der Apparatur nicht beigegebenes Mikrophon zwischen das Hitzdrahtinstrument s und die Erdverbindung bei w einzuschalten. Hierbei wird der Walzenschalter i auf Stellung „Messen" geschaltet, wobei also der Morsetaster nicht betätigt wird.

3. Empfangen in Audion- bzw. Ultraaudionschaltung.

Die Gasröhre wird wieder wie unter 1 in Betrieb gesetzt. Die Schaltung gemäß Fig. 5

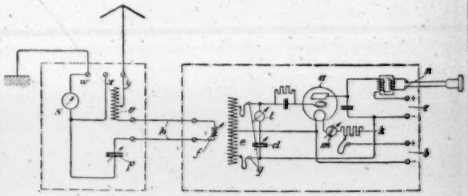

Fig. 5.

ist im übrigen maßgebend. Der Walzenschalter i wird auf „Empfangen" gestellt. Vor die Gitterelektrode ist automatisch bei dieser Schalterstellung ein Kondensator mit Parallelwiderstand geschaltet und desgleichen liegt parallel zum Anodenfeldkondensator und in Serie mit der Anodenfeldstromquelle in die Apparatur eingebaut ein Transformator, um mit jedem beliebigen Telephon empfangen zu können. Die Fadenheizung ist dabei so einzustellen, daß das System nahe der Schwingungsgrenze gebracht ist. Die Röhre arbeitet dann einerseits als Gleichrichter, andererseits infolge ihrer Relaiswirkung als Verstärker (ca. 8fache Verstärkung), und ermöglicht Tonempfang gedämpfter Schwingungen.

4. Schwebungsempfang (Heterodynempfang).

Die Schaltung und Bedienung ist wie in Punkt C 4, nur muß die Fadenheizung so weit gesteigert werden, daß die Röhre zu schwingen beginnt. Durch Variation des Drehkondensators d wird die Frequenz der lokal erzeugten Schwingung solange geändert, bis die günstigste Interferenz mit den ankommenden ungedämpften Schwingungen erzielt ist.

(Eingegangen 2. Mai 1919.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Schwankungserscheinungen in der Physik.

Von Reinhold Fürth.

(Fortsetzung und Schluß.)

Kapitel IV. Schwankungen des elektrischen und magnetischen Zustandes.

A. Schwankungen der Ladungsdichte.

Legt man der Elektrizität wie der Materie atomistische Struktur zugrunde, dann muß auch die Anzahl der in einem bestimmten Teilvolumen eines geladenen Körpers enthaltenen Ladungsatome Schwankungen unterworfen sein. Solche müßten sowohl bei freien Ladungen isolierter Körper als auch in Elektrolyten auftreten. Nehmen wir zunächst an, die einzelnen Elementarladungen üben keine gegenseitigen Kräfte aus, und es seien, der Einfachheit halber, alle gleich groß. Bezeichnet n_+ die Anzahl der positiven Elementarladungen $+e$ im betrachteten Volum, n_- die Anzahl der negativen, dann ist der positive Ladungsüberschuß

$$E = e(n_+ - n_-).$$

Es sei ferner der Mittelwert von n_+ und n_- gleich $\frac{\nu}{2}$, also der Körper nach außen elektrisch neutral. Dann ist

$$\overline{E^2} = e^2 \left[\left(n_+ - \frac{\nu}{2} \right) - \left(n_- - \frac{\nu}{2} \right) \right]^2 .$$

Da nun nach Formel (3a')

$$\overline{\left(n_\pm - \frac{\nu}{2} \right)^2} = \frac{\nu}{2},$$

so folgt für die Schwankungsgröße

$$\overline{E^2} = e^2 \cdot \nu, \qquad (34)$$

was in meßbaren Dimensionen nachweisbare Schwankungen der Ladungsdichte bewirken müßte[1, 3]).

Berücksichtigt man jedoch, daß infolge der elektrostatischen Wechselwirkung der Ladungsquanten für jede Ladungsänderung E positive Arbeit geleistet werden muß, so ergibt eine einfache Überschlagsrechnung, daß derartige Ladungsschwankungen vorläufig unter jedem beobachtbaren Betrage liegen.

B. Schwankungen beim Ladungstransport.

Die kinetische Auffassung des elektrischen Stromes involviert einerseits das Auftreten von Stromschwankungen ohne scheinbare äußere Ursache, z. B. im Schließungskreis eines galvanischen Elements, andrerseits bewirken die im vorigen besprochenen spontanen Ladungshäufungen das Auftreten spontaner, den Zufallsgesetzen unterworfener Potentialdifferenzen in einem Leiterkreis und dadurch das Auftreten spontaner Ströme in einem solchen, eine Erscheinung, die der gewöhnlichen Brownschen Bewegung eines Materiepartikels völlig analog ist und auch theoretisch analog behandelt werden kann. Mit diesen spontanen Strömen hängen indirekt wieder eine Reihe von Schwankungserscheinungen zusammen, z. B. Schwankungen des magnetischen Feldes des Leiterkreises, des Peltiereffektes u. v. a.[5, 6, 7]).

Keine dieser Erscheinungen, die noch eine Fülle künftigen Forschungsmaterials bieten dürften, ist bis jetzt experimentell aufgedeckt worden.

C. Magnetische Schwankungen.

Die zuerst von Langevin[2]) aufgestellte kinetische Theorie des Magnetismus nimmt bekanntlich an, daß die Moleküle kleine Magnete mit gewissen magnetischen Momenten sind, deren Achsenrichtungen infolge der Molekularbewegung eben zeitlichen und örtlichen Schwankungen unterworfen sind. Ein äußeres magnetisches Feld übt gewisse Richtkräfte auf diese Magnete aus, derart, daß im großen betrachtet, eine gewisse magnetische Intensität induziert wird, die sich in erster Näherung bei (paramagnetischen) Körpern als proportional dem äußeren Felde ergibt. Bei stärkeren molekularen Momenten (bzw. niedrigeren Temperaturen) entsteht infolge der Wechselwirkung der einzelnen Magnete untereinander eine spontane Magnetisierung ohne äußeres Feld: der Ferro-

magnetismus. Die auf diese Weise molekularkinetisch abgeleiteten Sätze stehen mit den phänomenologischen Gesetzen des Magnetismus in Übereinstimmung, jedoch bloß solange, als infolge der großen Anzahl von Molekülen die beobachtbaren Zustände sich als Massenerscheinungen auffassen lassen. In mikroskopischen Dimensionen müßten auch hier Schwankungen der magnetischen Intensität nachweisbar sein[3]). Am ehesten ließen sich wohl die Erscheinungen an kolloiden Lösungen para- oder ferromagnetischer Substanzen studieren, da man hier ebenso wie bei der früher besprochenen Kolloidstatistik die Zahl der „Einzelereignisse" direkt der Beobachtung unterziehen könnte. Auch sie sind jedoch experimentell noch nicht realisiert worden.

Ein Analogon dieser Phänomene, die also auf der Schwankung der Achsenrichtungen der einzelnen Moleküle beruhen, dürfte sich auch auf optischem Gebiete aufweisen lassen, da ja z. B. die optischen Eigenschaften der Körper in polarisiertem Licht von den Achsenrichtungen der Moleküle abhängen. Tatsächlich weisen ewisse Erscheinungen an flüssigen Kristallen, nämlich das unregelmäßige Funkeln von Parazoxyanisol zwischen gekreuzten Nikols[4]) auf solche Achsenschwankungen mit großer Wahrscheinlichkeit hin.

Ferner müssen diese „Richtungsschwankungen" der Moleküle auch eine räumliche Schwankung des Brechungsexponenten ergeben, wenn die Moleküle, wie die neueren quantentheoretischen Modelle annehmen, anisotrope Struktur besitzen, und infolgedessen zu einer zweiten „Opaleszenz" Anlaß geben, die sich von der früher behandelten unterscheidet und ihr überlagert ist. Sie muß im Gegensatz zu dieser jedoch unpolarisiert sein. Eine Theorie dieser Opaleszenz auf der Basis der obenerwähnten Molekülmodelle bei idealen Gasen ergibt, daß sie zwar gegen die Smoluchowskische sehr schwach, jedoch beobachtbar sein dürfte[8]). Eine experimentelle Bestätigung steht noch aus.

Literatur zu IV.

1) H. Bateman, Phil. Mag. **21**, 745, 1911.
2) P. Langevin, Congrès Solvay, Bruxelles 393, 911
3) M. v. Smoluchowski, diese Zeitschr. **13**, 7, 1912.
4) Mauguin, C. R. **154**, 1359, 1912.
5) G. L. de Haas-Lorentz, Die Brownsche Bewegung. 85, 1913, Braunschweig.
6) H. A. Lorentz, Les théories statistiques. Leipzig 1916, Note addit. VI.
7) P. Debye, diese Zeitschr. **18**, 144, 1917.
8) M. Born, Verh. d. D. Phys. Ges. **19**, 243, 1917; **20**, 16, 1918.

Kapitel V. Schwankungen im Molekülinnern. (Chemische Schwankungen.)

Aus dem in den vorigen Kapiteln referierten Tatsachenmaterial geht hervor, wie die statistisch-kinetische Auffassung der dort beschriebenen Erscheinungen nicht nur zu einer richtigen Wiedergabe der bekannten Phänomene führt, sondern auch umgekehrt eine Fülle physikalischer Vorgänge voraussagt, deren nachträgliche experimentelle Bestätigung wohl als eine starke Stütze für die Richtigkeit der gemachten Voraussetzungen gelten kann.

Es liegt daher nahe, diese Auffassung auch den bisher noch nicht besprochenen Gebieten, dem Innern des Moleküls und des Atoms, zugrunde zu legen.

Die Kinetik des Molekülinnern hat von der Vorstellung auszugehen, daß die Atome, die im Verbande des Moleküls durch chemische oder Valenz-Kräfte zusammengehalten werden, nicht, wie gewöhnlich stillschweigend vorausgesetzt wird, starr in ihrer Ruhelage verharren, sondern noch gewisser gegenseitiger Bewegungen fähig sind, derart, daß auf sie die Methoden der Wahrscheinlichkeitsrechnung angewendet werden können. Wird diese Bewegung (z. B. durch Erhöhung der Temperatur) stark vergrößert, so kann ein teilweiser Zerfall des Molekülbaues eintreten. Nach einer solchen Theorie lassen sich die Erscheinungen der Wärmedissoziation, des Zerfalls chemischer Verbindungen unter Einfluß hoher Temperaturen usw. als Massenerscheinungen erklären.

Andererseits hätte nach dieser Auffassung die Konstitution des Moleküls einen statistischen Charakter, und müßte gewissen Schwankungen unterworfen sein: Schwankungen der chemischen Zusammensetzung. Auf diese Fragen kann aber hier um so weniger eingegangen werden, als experimentelle Resultate dieser Art bis jetzt nicht vorzuliegen scheinen, im Gegensatz zu den im nächsten Kapitel zu besprechenden auf eine Kinetik des Atominnern deutenden Tatsachen.

Kapitel VI. Schwankungen im Atominnern. (Radioaktive Schwankungen.)

Die Rutherfordsche Atomzerfallhypothese hat zu der Annahme geführt, daß auch das Atom nicht den letzten Baustein der Materie bildet, sondern selbst wieder aus einer mehr oder weniger großen Anzahl kleinerer Bestandteile zusammengesetzt ist. Diese unterscheiden sich durch ihre Masse und elektrische Ladung. Wir wollen der Einfachheit halber bloß die zwei wichtigsten Bestandteile, nämlich das α-

Partikel mit der Masse eines Heliumatoms und der Ladung $+ 2e$, und das β-Partikel mit der Masse eines Elektrons und der Ladung $- e$ zugrunde legen. Die neueren Theorien der Linienspektren der Elemente deuten darauf hin, daß diese Partikel im Innern des Atomverbandes nicht ruhen, sondern in sehr rascher oszillatorischer oder rotatorischer Bewegung begriffen sind. Die hierdurch geweckten Zentrifugalkräfte streben eine Zertrümmerung des Atoms an, während die elektrostatischen Anziehungskräfte den Bau zusammenhalten. Sind nur wenige Partikel im Atom enthalten (niedriges Atomgewicht), dann lassen sich die Verhältnisse noch verhältnismäßig einfach übersehen, wir haben dann etwas Ähnliches als ein Planetensystem im kleinen vor uns. Sind dagegen sehr viele Bestandteile da (hohes Atomgewicht), wie eben bei den radioaktiven Substanzen, dann werden die Gleichgewichtsbedingungen so kompliziert, daß sie sich praktisch wohl überhaupt nicht voraussehen lassen. Es wird dann verhältnismäßig häufiger der Fall vorkommen, daß die Konfiguration der Bestandteile so ungünstig wird, daß eines der Partikel aus einer geschlossenen in eine ungeschlossene Bahn übergehen muß: Es wird die Emission eines α- oder β-Partikels erfolgen.

Infolge des Umstandes, daß ein Atomzerfall zeitlich praktisch nicht voraussagbar ist, kann man das Zerfallen eines individuellen Atoms zu einer Zeit $t \ldots t + dt$ als ein zufälliges Ereignis ansehen, für das eine bestimmte, von der Zeit unabhängige Wahrscheinlichkeit $p\,dt$ existiert, die noch von der Natur des betreffenden radioaktiven Atoms abhängt. Hat man nun eine aus einer großen Anzahl gleichbeschaffener Atome zusammengesetzte radioaktive Substanz, dann wird nach dem Vorigen sowohl die zeitliche, als auch die räumliche Anordnung der ausgeschleuderten Partikel rein statistischen Charakter tragen, und sich mit statistischen Methoden behandeln lassen. Die makroskopischen radioaktiven Zerfallsgesetze erscheinen so wieder als statistische Massenerscheinungen (Abklingungsgesetz, Absorption, Zerstreuung, Reichweite usw.) und lassen sich auch vermittelst wahrscheinlichkeitstheoretischer Überlegungen einfach herleiten. Ist aber diese Auffassung zutreffend, dann müssen sich im Ablauf der radioaktiven Erscheinungen Schwankungen aufweisen lassen, falls man „mikroskopische" Methoden heranzieht, d. h. den Effekt einiger weniger Einzelpartikel nachzuweisen vermag. Wirklich sind die radioaktiven Schwankungen zuerst theoretisch vorhergesagt[1]) und erst später auch experimentell aufgefunden worden.

Im folgenden wird die allen experimentellen Untersuchungen zugrunde liegende Voraussetzung gemacht, daß die Lebensdauer der beobachteten Substanz im Vergleich zur Dauer des Experiments so groß ist, daß während dieser Dauer die Anzahl der zur Verfügung stehenden noch unzerfallenen Atome als konstant angesehen werden kann. Die bis jetzt ausgeführten Untersuchungen können in folgende vier Klassen eingeteilt werden.

A. Schwankungen der Anzahl der in einer bestimmten Zeit zerfallenden Atome.

„Einzelereignis" bildet das Zerfallen oder Nichtzerfallen eines individuellen Atoms in dem Beobachtungsintervall t_0, zur Beobachtung gelangt direkt oder indirekt die gesamte Zahl n der in t_0 zerfallenden Atome, bzw. ausgesandten Partikel. Formel (3a′) ergibt für die Schwankungsgröße $\overline{\delta^2} = \frac{1}{\nu}$ wo ν die Zahl der im Mittel in t_0 ausgeschleuderten Partikel bedeutet.

Da n selbst für sehr geringe Mengen radioaktiver Substanz sehr groß ist, scheint es nicht möglich, eine direkte Zählung der Teilchen vorzunehmen, sondern man greift zu folgenden indirekten Methoden:

1. Hat man ein genügend empfindliches Elektrometer mit sehr kleiner Kapazität, so kann man durch Messung der variabeln Aufladungsgeschwindigkeit desselben auf die Anzahl der auftreffenden Partikel schließen. Tatsächlich zeigt diese Aufladegeschwindigkeit unter günstigen Umständen Schwankungen, doch ist die Methode zu wenig empfindlich, um quantitative Resultate liefern zu können[15]).

2. Zählmethoden. Da die Gesamtzahl ausgeschleuderter Partikel zur Zählung zu groß ist, blendet man den größten Teil der Strahlen ab und verwendet zur Zählung nur die durch eine kleine Blende hindurchgelassene Partikelzahl. Es wird also nur ein kleiner Bruchteil k der eingetretenen günstigen Ereignisse zur Beobachtung gebracht, es gelten daher für die Schwankungsgröße der beobachteten Teilchenzahl die in IA$_4$, abgeleiteten Formeln. Danach ist normale Dispersion dann und nur dann zu erwarten, wenn k normale Dispersion besitzt, d. h. der beobachtete Bruchteil den Gesetzen der Wahrscheinlichkeit allein unterworfen ist. Nachdem für die Emission eines individuellen Teilchens alle Richtungen im Raume gleich wahrscheinlich sind, ist in diesem Falle tatsächlich die Anzahl der in einem genügend kleinen Gesichtswinkel ausgestrahlten Teilchen normalen Dispersionsgesetzen unterworfen, unabhängig davon, ob die Anzahl der pro Zeiteinheit zerfallenden Atome konstant ist oder schwankt.

In der Tat zeigen die Beobachtungen normale Dispersion mit geringfügigen Abweichungen, die sich durch kleine systematische Beobachtungsfehler erklären lassen[24]).

a) Szintillationen: Geeignet zur Zählung von α-Teilchen. Die durch die Blende kommenden Partikel treffen auf einen Schirm von Zinksulfid, Diamant oder dergl. Die Szintillationen werden durch ein Mikroskop beobachtet und jedes Aufleuchten mit einer Zeitregistriervorrichtung registriert[6, 8, 5]).

b) Stoßionisation: Benutzt wird die Fähigkeit eines α- oder β-Partikels, durch Stoß längs seiner Bahn eine große Anzahl von Gasionen zu erzeugen. Das schmale Strahlbündel wird in eine Ionisationskammer geleitet, in der zwischen zwei Elektroden eine nahe dem Entladungspotential befindliche hohe Potentialdifferenz angelegt ist. Der Stoßionisationseffekt eines Einzelteilchens ist dann ausreichend, zwischen diesen eine Entladung und damit einen, wenn auch kleinen, so doch nachweisbaren Ausschlag eines Elektrometers hervorzurufen. Die Ausschläge des Elektrometers werden photographisch registriert. Die Methode kann auf α- und β-Strahlen direkt[8a, 32]), und auf γ-Strahlen durch den Effekt der sekundären Korpuskularstrahlung indirekt[32]) angewendet werden. Letztere zeigt, daß auch die γ-Strahlung eine diskontinuierliche ist und den gleichen Schwankungen unterliegt, als die Korpuskularstrahlungen. Die erhaltenen Resultate liefern im allgemeinen gute Übereinstimmung mit den wahrscheinlichkeitstheoretischen Forderungen für die Häufigkeit der Schwankungen und die Schwankungsgröße. Da die in aufeinanderfolgenden Intervallen t_0 beobachteten Zahlen n voneinander völlig unabhängig sind, ist die Untersuchung der Schwankungsgeschwindigkeit von geringerem Interesse. Verwendet man statt einer festen radioaktiven Substanz eine radioaktive Lösung oder Gas und benützt zur Zählung der α-Teilchen z. B. die Szintillationsmethode, so beobachtet man einen Schwankungseffekt, der aus einer Überlagerung der Dichteschwankungen der Lösung, bzw. des Gases, der Zerfallsschwankungen und der Reichweiteschwankungen aufzufassen ist. Nach unseren früheren allgemeinen Überlegungen ist auch für diesen Fall eine normale Dispersion zu erwarten. Trotzdem weicht das beobachtete Häufigkeitsverteilungsgesetz von dem theoretischen nicht unbeträchtlich ab[9, 16, 21]). Eine befriedigende Erklärung dieser auffallenden Erscheinung steht noch aus. Eine Reihe von Erklärungsversuchen beruht, wie eine Diskussion zahlreicher Forscher gezeigt hat[21, 22, 23]), auf Irrtümern in der Aufstellung der Wahrscheinlichkeitsformeln.

3. Ionisationsmethoden. Das radioaktive Präparat kommt in eine Ionisationskammer, zur Messung gelangt die Stärke des von dem Präparate erzeugten Ionisationsstromes im Zustande der Sättigung. Um Schwankungen dieses Stromes leichter nachweisen zu können, dienen folgende zwei Versuchsanordnungen:

a) Differentialmethode: Gemessen wird die Stärke des zwischen zwei annähernd gleichen Strahlungsquellen fließenden Ionisationsstromes. Wären die beiden Quellen keinen Schwankungen unterworfen, so würden die Stromstärken gleich Null sein. Infolge der Schwankungen beider Quellen tritt eine gegenseitige Stromschwankung auf, deren Schwankungsgröße doppelt so groß ist, als die einer einzigen Quelle. Beobachtet werden die Nadelschwankungen eines stromanzeigenden Instrumentes als Funktion der Zeit. Diese Methode hat zum erstenmal das Vorhandensein radioaktiver Schwankungen gezeigt[2]). Sie läßt sich direkt zum Beweise verwenden, daß diese Schwankungen tatsächlich durch „Zerfallsschwankungen" mitbedingt sind, was die Zählmethoden nicht vermögen. Sie ist sowohl auf α-, als auch auf β-Strahlen (auf letztere bloß qualitativ) anwendbar[3]).

b) Kompensationsmethode: Der durch das radioaktive Präparat erzeugte Ionisationsstrom wird durch eine konstante Stromquelle (Bronsonwiderstand) im Mittel kompensiert Das stromanzeigende Instrument zeigt wie bei a) Nadelschwankungen, deren Betrag die Hälfte des obigen ist. Die Methode wurde zum erstenmal dazu verwendet, aus der Größe der Nadelschwankungen auf die Gesamtzahl der ausgeschleuderten Partikel zu schließen; sie ist nur auf α-Partikel angewendet worden[4, 5]). (Über die Verwendung zur Messung der Ionisationsschwankungen von γ-Strahlen siehe später.)

Die Theorie dieser Meßmethoden ist im Gegensatz zu der obigen recht verwickelt und in der Literatur nicht immer einwandfrei dargestellt. Zunächst gelangt zur Messung nicht direkt die Anzahl der Einzelereignisse, sondern ein von dieser indirekt vermittelter Effekt: die Stromstärke des Sättigungsstromes. Für diese aber ist gleichzeitig auch maßgebend die Anzahl k der von jedem Partikel längs seiner Bahn erzeugten Gasionen. Wäre diese für jedes Partikel streng konstant, dann könnte die Schwankungsgröße nach Muster von Fall 2 (Kap. Ia, 4) berechnet werden; die Dispersion wäre, da $k > 1$, übernormal. Wäre dagegen k ein rein statistischer Mittelwert, dann hätten wir für den Effekt Q normale Dispersion zu erwarten. In Wirklichkeit wird höchstwahrscheinlich die Zahl k eine unternormale, direkt nicht bestimmbare

Dispersion haben, weshalb der wahre Wert von $\overline{\delta_Q^2}$ zwischen $\frac{1}{Q}$ und $\frac{k}{Q}$ liegen wird, was, da k eine große Zahl ist, eine sehr große Unbestimmtheit bedeutet, wenn auch voraussichtlich die Dispersion von k ziemlich gering und daher $\overline{\delta_Q^2}$ nahe an $\frac{k}{Q}$ liegen dürfte. Ferner sind ja die vom Instrument angezeigten Schwankungen selbst wieder schon gewisse zeitliche Mittelwerte der Schwankungen über Zeiten, über die das Instrument infolge seiner Trägheit automatisch „integriert“ [7]). Schließlich muß berücksichtigt werden, daß eine gewisse Anzahl von Ionen, bevor sie an die Elektroden gelangen, sich wieder „rekombiniert“ haben wird, daß also auch noch „Rekombinationsschwankungen“ überlagert sind, wenn mit ungesättigten Strömen gearbeitet wird [28, 31]).

Auf weitere Details kann hier nicht eingegangen und muß auf die Literatur verwiesen werden.

B. Schwankungen in der Ionisierung.

Wie bereits im vorhergehenden erwähnt, ist wahrscheinlich die Anzahl der von einem Partikel erzeugten Ionen keine für das betreffende Radioelement genau konstante Größe, sondern gewissen Schwankungen unterworfen. Wir erwähnten, daß diese „Ionisationsschwankungen“ bei der Ionisationsmethode zur Messung der Zerfallsschwankungen eine Rolle spielen.

Da die Methode der „Stoßionisation“ zur Zählung der Strahlen auf diesem Prinzipe beruht, müssen auch hier die Ionisationsschwankungen einen Einfluß haben, und zwar auf die Größe der am Elektrometer registrierten Einzelausschläge. Bei der Zählmethode wird dieser Größe der Ausschläge nur insofern Bedeutung geschenkt, als man einen besonders großen Ausschlag auf das gleichzeitige Eintreten zweier Partikel in die Ionisationskammer deutet. Untersucht man dagegen die wechselnde Größe der Ausschläge als Funktion der Zeit, so kann man aus einer solchen Meßreihe offenbar Schlüsse auf die Ionisationsschwankungen direkt ziehen, deren Kenntnis, wie aus dem Obigen hervorgeht, wieder für andere Schwankungsmessungen von Bedeutung ist. Auch solche Messungen sind durchgeführt worden [10]).

Einen noch größeren Einfluß als bei den Korpuskularstrahlen haben die Ionisationsschwankungen bei γ-Strahlen, aus leicht begreiflichen Gründen, da der Ionisationsprozeß der γ-Strahlen ein sehr verwickelter sein dürfte und daher bedeutend stärker zu Schwankungen Anlaß gibt. Unter Zugrundelegung gewisser Hypothesen über die Art dieser Ionisierung zeigen Überschlagsrechnungen, daß die durch die γ-Strahlen hervorgerufenen Ionisationsschwankungen selbst so beträchtlich sein müssen, daß es nicht möglich erscheint, aus Schwankungsmessungen auf Basis der Ionisationsmethoden der γ-Strahlen Schlüsse auf die Zahl der emittierten γ-Strahlen zu ziehen [11]). Zu diesem Zwecke kann vielmehr bislang bloß die Zählmethode der Stoßionisation Verwendung finden. Dagegen sind die Messungen der durch die γ-Strahlung hervorgerufenen Schwankungen der Ionisierung von hoher Bedeutung für die Erkenntnis der Struktur der Strahlen, ob diese nämlich als Korpuskeln (nach Bragg) bzw. gerichtete Impulse (Starksche Lichtquanten), oder isotrope Ätherstrahlung anzusehen sind. Verändert man nämlich die Öffnung der Blenden, durch die die Strahlen in das Ionisationsgefäß eintreten müssen, so dürfte sich die Zahl der pro Zeiteinheit eintretenden Impulse nicht ändern, wenn die γ-Strahlen isotrope Ätherwellen sind, in den beiden anderen Fällen dagegen bei Verkleinerung der Öffnung abnehmen. Demgemäß müßten sich auch die beobachteten Schwankungen in verschiedener Weise ändern. Durch das Mitspielen der Ionisierungsschwankungen und der Trägheit des Instrumentes ist die Diskussion der nach diesen Gesichtspunkten angestellten Messungen nicht ganz einfach, doch scheint unter allen Umständen aus ihnen mit Sicherheit die Unmöglichkeit der Annahme isotroper γ-Strahlimpulse hervorzugehen [7, 12, 17, 19, 20]).

Andererseits aber zeigten Beobachtungen der gegenseitigen Schwankung zwischen zwei Ionisationsräumen, die von derselben Strahlungsquelle mit γ-Strahlen bestrahlt wurden, eine Abhängigkeit dieser Schwankungen von der gegenseitigen Distanz der beiden Gefäße, also eine „Schwankungskoppelung“, die zur Annahme zwingt, daß ein einzelner „γ-Strahl“ in beiden Gefäßen eine Wirkung hervorbringen kann, d. h. die γ-Emission kein vollkommen gerichteter Prozeß sein kann, so daß auch die ersten beiden Annahmen hinfällig werden [17, 18]).

Mit beiden Ergebnissen vereinbar scheint die Sommerfeldsche Impulstheorie zu sein, die den γ-Strahl zwar als allseitig sich ausbreitenden Ätherimpuls ansieht, aber so, daß die Strahlungsenergie nicht nach allen Richtungen denselben Wert hat (Bremsstrahlung der β-Strahlen). Die aus dieser Theorie sich ergebenden Koppelungseffekte stehen mit eigens dazu angestellten Versuchen in guter Übereinstimmung [18]).

C. Schwankungen der Zeit zwischen zwei Zerfallsereignissen.

Die im vorhergehenden beschriebenen Ver-

suche dienen im wesentlichen dazu, die radioaktive Schwankungsgröße zu bestimmen. Das Problem dieser Abschnittes hängt mit der Schwankungsgeschwindigkeit zusammen. In unseren theoretischen Erörterungen (Kap. IB) über die Wiederkehrzeit abnormaler Ereignisse bei kontinuierlicher Beobachtung betrachteten wir die Wahrscheinlichkeit $\psi_n(t)\,dt$, daß die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden n-Ereignissen den Betrag $t \ldots t + dt$ besitzt (11c). In unserem Falle ist das n-Ereignis beispielsweise das Auftreten von n Szintillationen auf einem Schirm in der Zeit t_0. Wählt man t_0 genügend klein, so wird die Wahrscheinlichkeit, daß mehr als eine Szintillation während t_0 auftritt („gleichzeitiges Auftreten mehrerer Szintillationen"), praktisch gleich Null. Man hat dann folgendes Problem:

Die auf einen Szintillationsschirm auftreffende Strahlung sei so schwach, daß „gleichzeitig" immer nur eine Szintillation auftritt. Wie groß ist die relative Häufigkeit der Zeitintervalle t zwischen dem Auftreten zweier Lichtpunkte? Die Antwort gibt Formel (11c), in der man am besten die Konstante c_1 empirisch aus dem Beobachtungsmaterial bestimmt, da nach Formel (7c) die mittlere Wiederkehrzeit gleich $\frac{1}{c_1}$ sein muß. Derartige mit geeigneten Zeitregistriervorrichtungen aufgenommene Meßreihen ergeben gute Übereinstimmung mit Formel (11c) [14, 24, 26]. Auf ein etwas komplizierteres Wiederkehrproblem, das sich bei der bekannten „Doppelschirmmethode" ergibt, wo von zwei Beobachtern gleichzeitig auf zwei Szintillationsschirmen, die vom selben Präparat bestrahlt werden, beobachtet wird, kann hier nicht näher eingegangen werden[14]).

D. Schwankungen der Reichweite.

So wie die Ionisationsschwankungen zeigen, daß der von einem Partikel längs seiner Bahn erzeugte Ionisationseffekt von einem Partikel zum anderen Schwankungen unterworfen ist, zeigt auch die geradlinige Länge dieser Bahn die „Reichweite" eines individuellen Teilchens solche Schwankungen. Beide Effekte dürften, wenigstens zum Großteil, auf die Dichteschwankungen der absorbierenden Substanz zurückzuführen sein, wodurch es kommt, daß ein Teilchen auf einer gewissen Bahnstrecke bald mehr, bald weniger Moleküle antrifft.

Die „individuellen" Reichweiteschwankungen bewirken, daß die Reichweite eines α-Strahlenbündels, die „Reichweite" schlechthin, keine genau definierte Größe ist, daß also das Bündel am Ende der Reichweite nicht schroff abbricht, sondern eine Streuung aufweist; die Ionisations-, Szintillationseffekte usw. am Ende der Reichweite allmählich abnehmen. Versuche mit der Szintillations- und Ionisationsmethode haben diese Reichweiteschwankungen experimentell aufgedeckt [13, 26]), theoretische Ansätze zu ihrer Diskussion sind auch gemacht worden [20, 27, 29, 30]); gewisse Divergenzen zwischen Experiment und Theorie deuten jedoch darauf hin, daß die derzeitigen Anschauungen über den Geschwindigkeitsabfall der α-Strahlen in der Materie noch nicht die endgültige Fassung sein können.

Literatur zu VI.

1) E. v. Schweidler, Prem. congr. de Radiologie. Liège 1905.
2) K. W. Kohlrausch, Wiener Ber. **115** (2a), 673, 1906.
3) H. Geiger, Phil. Mag. **15**, 539, 1908.
4) E. Meyer und Regener, Ann. d. Phys. **25**, 757, 1908; Verh. d. D. phys. Ges. **10**, 1, 1908.
5) E. Meyer, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **5**, 423, 1908; **6**, 242, 1909.
6) E. Regener, Verh. d. D. phys. Ges. **10**, 78, 1908; Berliner Ber. **38**, 948, 1909.
7) N. Campbell, diese Zeitschr. **11**, 826, 1910.
8) Rutherford und Geiger, Phil. Mag. **20**, 698, 1910.
8a) Rutherford und Geiger, Proc. Roy. Soc. (A), **81**, 141, 1908.
9) Th. Svedberg, Zeitschr. f. phys. Chem. **74**, 738, 1910.
10) E. Meyer, diese Zeitschr. **11**, 215, 1910.
11) E. v. Schweidler, diese Zeitschr. **11**, 225 u. 614, 1910.
12) E. Meyer, Berl. Ber. **32**, 647, 1910; diese Zeitschr. **11**, 1022, 1910; Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **7**, 279, 1910.
13) H. Geiger, Proc. Roy. Soc. (A) **83**, 505, 1910.
14) Marsden und Barrat, Proc. Phys. Soc. London **23**, 367; **24**, 50, 1911; diese Zeitschr. **13**, 193, 1912.
15) Kohlrausch und Schweidler, diese Zeitschr. **13**, 11, 1912.
16) Th. Svedberg, Die Existenz der Moleküle. Leipzig 1912.
17) E. Meyer, diese Zeitschr. **13**, 73, 1912; Ann. d. Phys. **37**, 700, 1912.
18) E. Buchwald, Ann. d. Phys. **39**, 41, 1912.
19) Laby und Burbidge, Proc. Roy. Soc. (A), **86**, 333, 1912.
20) K. F. Herzfeld, diese Zeitschr. **13**, 547, 1912.
21) Th. Svedberg, diese Zeitschr. **14**, 22, 1917; **15**, 512, 1914.
22) E. v. Schweidler, diese Zeitschr. **14**, 198, 1913.
23) T. Ehrenfest, diese Zeitschr. **14**, 675, 1913.
24) L. Bortkiewicz, Die radioaktive Strahlung . . . Berlin 1910.
25) P. W. Burbidge, Proc. Roy. Soc. (A) **89**, 45, 1913.
26) F. Friedmann, Wiener Ber. **122** (2a), 1269, 1913.
27) L. Flamm, Wiener Ber. **123** (2a), 1393, 1914.
28) A. Ernst, Ann. d. Phys. **48**, 877, 1915.
29) L. Flamm, Wiener Ber. **124** (2a), 597, 1915.
30) R. W. Lawson, Wiener Ber. **124** (2a), 637, 1915.
31) E. v. Schweidler, Ann. d. Phys. **49**, 594, 1916.
32) Hess und Lawson, Wiener Ber. **125**, 307 und 661, 1916.
33) St. Meyer und E. v. Schweidler, Radioaktivität. Leipzig 1916.

Kapitel VII. Strahlungsschwankungen.

Im vorigen Kapitel besprachen wir den Fall, daß ein Elementarbestandteil eines Atoms aus einer geschlossenen in eine ungeschlossene Bahn übergeht: die radioaktive Strahlung. Ist die Gleichgewichtsstörung keine so krasse, dann geht das Partikel bloß von einer Gleichgewichtsbahn zu einer anderen geschlossenen über, wobei im allgemeinen ein Energieverlust stattfindet, der sich in Form emittierter elektromagnetischer Strahlung von bestimmter Frequenz nach außen hin kundgibt. Der Energieverlust kann dabei z. B. durch Wärmezufuhr von außen (Temperaturstrahlung), er kann aber auch durch Absorption einer anderen Strahlung gedeckt werden. Zu letzterem Typus gehört der Fall des „Strahlungsgleichgewichtes", in dem sich eine Strahlung befindet, die in einem adiabatischen Hohlraum eingeschlossen ist. Auch ein solches Gleichgewicht bietet ein Beispiel für die von uns betrachteten statistischen Gleichgewichte. Im großen betrachtet wird die Emission von jedem Flächenstück der Wand in der Zeiteinheit durch eine gleich große Absorption aufgewogen, die Energiedichte der Strahlung in jedem Volumteil des Hohlraumes zeitlich konstant sein. In mikroskopischen Dimensionen müssen auch hier Schwankungen auftreten.

Die Schwankungen der Strahlungsdichte können auf folgendem Wege berechnet werden [2]: Für die Energieschwankung in einem Volumen Δv (inkompressibler Substanz) fanden wir in Kap. III A, Formel (27)

$$\overline{\delta_e^2} = \frac{k T_0^2 v_0 \, dE}{E_0^2 \, \Delta v \, dT}$$

Nach Jeans entspricht die in einem Volum Δv eingeschlossene Strahlung des Frequenzbereiches $\omega \ldots \omega + d\omega$

$$Z = \frac{8\pi\omega^2}{c^3} \Delta v \, d\omega \qquad (35)$$

Freiheitsgraden.

Nehmen wir den Gleichverteilungssatz als gültig an, so wird nach (27a)

$$\overline{\delta_e^2} = \frac{\lambda}{Z_f} = \frac{c^3}{8\pi\omega^2 \Delta v \, d\omega}. \qquad (35a)$$

Nach der Quantenhypothese kommt analog zu (27b) dazu noch die durch die quantenhafte Struktur bedingte Schwankung, so daß

$$\overline{\delta_e^2} = \frac{1}{Z_f} + \frac{1}{Z_q}$$

wird, wo

$$Z_q = \frac{e}{h\omega} \qquad (35b)$$

Den Anteil (35a) kann man sich auch direkt ableiten aus der Überlegung, daß der resultierende Strahlungsvektor in jedem Raumpunkte durch Interferenz der aus allen Raumteilen kommenden Strahlbündel zustande kommt und daher im Laufe der Zeit unregelmäßigen Intensitätsschwankungen unterworfen sein wird. Diese Ableitung gibt als Resultat denselben Ausdruck [4]).

Auf ähnliche Weise kann man sich auch Formeln für die Schwankungen von Emission und Absorption und für die Schwankungen der sich fortpflanzenden Strahlung ableiten. Auf diese Dinge kann hier nicht eingegangen werden, um so mehr, als derzeit geringe Hoffnung besteht, solche Schwankungen experimentell nachzuweisen.

Bloß eines Versuches [1]) soll gedacht werden, Strahlungsschwankungen nachzuweisen, wo das Licht zweier gleich starker Glühlampen auf zwei photoelektrische Zellen fallen gelassen und die Schwankungen der Stromstärke zwischen den beiden Zellen galvanometrisch untersucht wurden. Die tatsächlich so aufgewiesenen Schwankungen können aber immerhin ebensowohl als Schwankungen des photoelektrischen Effektes gedeutet werden.

Literatur zu VII.

1) N. Campbell, Proc. Cambr. Phil. Soc. **15**, 310 u. 513, 1910.
2) A. Einstein, Congrès Solvay. Bruxelles 1912.
3) M. v. Laue, Verh. d. D. phys. Ges. **17**, 198, 1915.
4) H. A. Lorentz, Les théories statistiques en thermodynamique 70ff., Note additionelle IX, 1916.

Schluß.

So haben uns also, wie wir bereits in der Einleitung vorwegnahmen, die Untersuchungen über die Schwankungserscheinungen tatsächlich fast durch das gesamte, bis jetzt bekannte Gebiet der Physik geführt. Wir haben gesehen, welche bedeutenden Aufschlüsse zum Verständnis der physikalischen Vorgänge uns schon die wenigen bis jetzt genauer untersuchten Schwankungsvorgänge zu vermitteln vermögen. Es scheint deshalb von größtem Interesse, das auf diesem Gebiete Erforschte weiter auszubauen und die Untersuchungen auf andere Erscheinungen auszudehnen, um auf diese Weise schließlich auf exakt experimenteller Basis zu einer sicheren Erkenntnis des Mikrokosmos von Materie, Elektrizität und Strahlung zu gelangen.

Prag, im April 1918.

(Eingegangen 24. April 1918.)

BESPRECHUNGEN.

A. Haas, Einführung in die theoretische Physik mit besonderer Berücksichtigung ihrer modernen Probleme. 1. Band. 8°. 384 S. m. 50 Abbildungen im Text. Berlin, Vereinigung wissenschaftlicher Verleger. 1919. M. 14.—, geb. M. 17.50 und 30% Verlagsteuerungszuschlag.

Verfasser stellt sich die Aufgabe, unter Berücksichtigung neuer Methoden und von ganz modernen Gesichtspunkten aus einen Überblick über den gegenwärtigen Stand der gesamten theoretischen Physik zu geben.

Der bisher erschienene erste Band des Werkes umfaßt die Theorie der Bewegung, der Elektrizität und des Lichtes, im einzelnen die Auffindung, Ableitung und exakte Begründung bestimmter Gesetze; dabei sollten nur solche Untersuchungen, die für die Erreichung dieses Zieles mittels eines lückenlosen, streng logischen Aufbaus notwendig erschienen, darin Aufnahme finden.

Nach einer einleitenden Darstellung von Ziel und Entwicklung der theoretischen Physik werden in einem ersten Kapitel die Gesetze des freien materiellen Punktes zunächst in analytischer Form deduziert, dann dieselben nochmals in vektoranalytischer Schreibweise zusammengestellt; von hier an bedient sich Verfasser der jetzt wohl allgemein üblich gewordenen Vektorsprache und verleiht dadurch seinem Werke ein übersichtliches Gepräge. Meines Erachtens hätten hier und auch später die wichtigen Pendelgesetze Aufnahme finden sollen, da sie unbedingt in eine Einführung in die theoretische Physik gehören.

Im folgenden Kapitel wird die Bewegung von Systemen freier Massenpunkte behandelt, während im 3. Kapitel die allgemeinen Prinzipien der Dynamik in Form des D'Alembertschen und Hamiltonschen Prinzips zur Sprache gebracht werden. Verfasser unterläßt es, auf die für die Statistik und Quantentheorie unentbehrlichen kanonischen Differentialgleichungen und Systeme mit einem verallgemeinerten kinetischen Potential einzugehen; auch wären einige Anwendungen der Lagrangeschen Gleichungen am Platze gewesen.

Besonders lehrreich sind die Betrachtungen des nächsten Kapitels über Relativitätsbewegungen, indessen vermisse ich als Anwendung das Foucaultsche Pendel, um dem Anfänger eine bestimmte Anschauung von dem für ihn erfahrungsgemäß schwierigen Begriff der Coriolis-Kraft zu geben. Zum Schluß dieses Kapitels wird kurz auf die Bedeutung der Relativitätstheorie der klassischen Mechanik hingewiesen.

Gegenstand des nächsten Kapitels bildet die Theorie des starren Körpers. So elegant die Darstellung hier ist, etwas Kreiseltheorie hätte sich Verf. nicht versagen sollen.

Im folgenden Abschnitt wird die Hydrodynamik recht stiefmütterlich behandelt, allerdings werden die wichtigsten vektoranalytischen Sätze abgeleitet.

Die nächsten Untersuchungen gipfeln in den Hauptgleichungen der Elektrodynamik; auch die Theorie der Dielektrika und Magnetika findet gebührenden Platz. Leider fehlen Betrachtungen über elektrische Schwingungen.

Es folgt dann ein Kapitel über die elementare Theorie der Schwingungen und schließlich die Theorie des Lichtes; die bedeutsame Drudesche Theorie der Metallreflexion ist reichlich kurz behandelt.

In den nächsten beiden Kapiteln werden die Hauptgleichungen der Elektronenvorstellung, die Theorie der Kathodenstrahlen, der Begriff der elektromagnetischen Masse, die Dispersionstheorie, Magnetooptik, Theorie der Molekularströme, ganz kurz einige Untersuchungen über Röntgenstrahlen und radioaktive Substanzen zusammengestellt; auch hier hätte etwas eingehender auf die besonders schönen und wichtigen Arbeiten über Kristallstruktur und Atominneres Rücksicht genommen werden müssen.

Am Schlusse des Buches geht Verf. auf das J. J. Thomsonsche und Rutherfordsche Atommodell kurz ein. Es folgt dann eine Zusammenstellung all dessen, was in dem Werke deduziert ist.

Die Tendenz des Verfassers ist eine ganz ähnliche wie die des bekannten Schaeferschen Lehrbuches der theoretischen Physik. Die Darstellung ist ebenso elegant wie verständlich, auch zeichnet eine gründliche Durchsicht das Werk aus; leider fehlen meiner Ansicht nach doch grundlegende Teile, ohne die ein volles Verständnis der theoretischen Physik nicht möglich ist. H. Falkenhagen.

M. Schlick, Allgemeine Erkenntnislehre. gr. 8. IX u. 346 S. Berlin, Julius Springer. 1918. M. 18,—, geb. M. 20,40.

Das Buch behandelt vom Standpunkt der modernen Naturwissenschaft die allgemeinen erkenntnistheoretischen Probleme.

Im Gegensatz zu den verschiedenen Richtungen der Immanenz-Philosophie vertritt der Verfasser einen realistischen Standpunkt. Er legt dar, daß die Schwierigkeiten, welche man vielerseits in der Möglichkeit des Erkennens einer über das unmittelbare Erleben hinausgehenden Wirklichkeit findet, aufgehoben werden, sobald man sich klar macht, daß es sich beim Erkennen der Wirklichkeit nicht um ein Bekanntwerden mit dem Wesen des Wirklichen handelt — die einzige uns bekannte Wirklichkeit bilden die unmittelbaren „Daten des Bewußtseins“ —, sondern nur um eine begriffliche Bestimmung („Bezeichnung“) der im Bereiche des Wirklichen bestehenden Relationen.

Mit seiner treffenden Kritik der positivistischen Philosophie führt Schlick die Gedanken von W. Freytag weiter.

Nur verfährt er in der Ablehnung des Positivismus nicht konsequent genug. Seine Auffassung vom Psychischen leidet an denselben Unbestimmtheiten, wie sie sich etwa in der Philosophie von Mach vorfinden.

Daher gelangt auch Schlick bei der Erörterung des psychophysischen Problems nicht zu so restloser Klarheit, wie es auf den ersten Blick den Anschein hat. Gleichwohl enthält gerade dieser Teil seiner Untersuchungen wesentliche Einsichten. Unter anderm wird hier zum erstenmale mit voller Deutlichkeit der Gedanke ausgesprochen, daß das „Physische“ nicht eine besondere Art des Wirklichen bedeuten kann: Es gibt keine besondere Gattung von physischen Dingen, sondern nur eine besondere physikalische Methode des Erkennens, nämlich die Methode der exakten naturwissenschaftlichen Begriffsbildung, welcher prinzipiell alles Wirkliche zugänglich ist.

Schlicks Werk ist jedenfalls im Interesse der

Förderung und Klärung der naturphilosophischen und erkenntniskritischen Grundfragen sehr zu begrüßen.

Die Lektüre des klar und flüssig geschriebenen Buches kann dem philosophisch interessierten Physiker und Mathematiker sehr empfohlen werden.

P. Bernays.

R. Zsigmondy, Kolloidchemie. Ein Lehrbuch. 2. vermehrte und zum Teil umgearbeitete Auflage. 8°. XVI und 402 S. Mit 5 Tafeln und 54 Figuren im Text. Leipzig, Otto Spamer. 1918. Geh. M. 26.—, geb. M. 30.— und 20% Teuerungszuschlag.

Daß der ersten Auflage trotz der Stockungen, die der Krieg herbeiführte, so schnell eine zweite folgen mußte, spricht an sich schon für den Wert dieses Buches. Seine Vorzüge gegenüber andern Lehrbüchern des gleichen Gebietes wurden schon beim Erscheinen der ersten Auflage hervorgehoben[1]). Es genügt daher, auf die Veränderungen gegenüber der ersten Auflage einzugehen.

Das Buch zerfällt in zwei Teile, einen allgemeinen und einen speziellen, von denen der erste in der früheren Auflage absichtlich kurz gehalten war, da der Verfasser mit Recht Bedenken trug, das an speziellen Kolloiden Gefundene zu verallgemeinern. Dazu schien ihm die junge Kolloidforschung noch nicht reif. In der neuen Auflage konnte nun der allgemeine Teil wesentlich erweitert werden. Er nimmt jetzt etwa 1/3 des ganzen Buches ein und zerfällt in die vier Abschnitte: Einleitung, Systematik, physikalische Grundlagen und Gel- und Solbildung. Die letzten beiden Abschnitte wurden vor allem umgearbeitet und enthalten neben neuen Apparaten und Arbeitsmethoden die für die Kolloidlehre grundlegende Smoluchowskische Theorie der Konzentrationsschwankungen, Diffusion und Brownsche Bewegung, sowie seine Erklärung der Koagulation. Diese Erweiterung beweist, wie große Fortschritte in der Erklärung der Fundamentalversuche die letzten Jahre gebracht haben. Was die Darstellung dieser Abschnitte anlangt, so wäre gerade für den Physiker von Wert, wenn sich der Verfasser nicht damit begnügt hätte, nur die Endformeln der mathematischen Ableitungen aufzunehmen, sondern einen kurzen Hinweis gegeben hätte, wie man zu diesen kommt. Sollte, wie zu hoffen, die nächste Auflage eine weitere Ausarbeitung des allgemeinen Teils bringen, so könnte, um Wiederholungen zu sparen, die Einleitung gekürzt und in die folgenden Abschnitte hinein verarbeitet werden. Der systematische und klare Aufbau, von Anfang an eine Zierde dieses Werkes, würde dadurch noch mehr gewinnen.

Der spezielle Teil zerfällt in die beiden Abschnitte: anorganische und organische Kolloide, von denen der letztere, wenn auch gegen die vorige Auflage schon wesentlich erweitert, immer noch etwas zu kurz kommt. Die Darstellung des Abschnittes über anorganische Kolloide ist, besonders, wo es sich um das eigene Forschungsgebiet des Verfassers handelt, musterhaft.

Eine besondere Empfehlung dieser Neuauflage mitzugeben, erübrigt sich. Sie ist nicht nur eine, wie der Verf. bescheiden sagt, umgearbeitete, sondern eine verbesserte Auflage des schon bei seinem ersten Erscheinen als bestes Lehrbuch der Kolloidchemie bezeichneten Werkes. Bei der steigenden Bedeutung, die dieses neue Grenzgebiet zwischen Chemie und Physik auch für den Physiker täglich gewinnt, sollte es in keiner physikalischen Bibliothek fehlen.

Riesenfeld.

1) Diese Zeitschr. 14, 910, 1913.

W. Jaeger, Elektrische Meßtechnik. Theorie und Praxis der elektrischen Messungen. Mit 583 Abbildungen im Text. Leipzig, J. A. Barth. 1917. Geh. M. 21.—, geb. M. 23.—.

Daß ein Bedürfnis nach einer solchen zusammenfassenden Behandlung elektrischer Meßmethoden vorhanden ist, steht außer Zweifel und das Werk Jaegers wird selbstverständlich jedem messenden Physiker willkommen sein. Jeder, der mit elektrischen und magnetischen Meßmethoden im Laboratorium zu tun hat, wird sich das Buch selbst ansehen. Der Inhalt zerfällt in folgende Teile: I. Theoretische Grundlagen, S. 1—121. Es ist gewiß verständlich, daß der Verf. das Bedürfnis gefühlt hat, die zum richtigen Verständnis der Meßmethoden erforderliche „theoretische Physik" in einem für den besonderen Zweck zugeschnittenen Artikel zu bearbeiten. Obwohl ja sicher eine solche konzentrierte Darstellung ihre Vorzüge hat, so glaube ich doch, daß die Leser über den Wert einer solchen theoretischen Einleitung ziemlich verschiedener Ansicht sein werden. Es mutet doch etwas sehr summarisch an, wenn man unter einer Überschrift „Kugelfunktionen und anderes" einen Passus von 16 Zeilen findet, oder wenn ein knapp 4 Seiten langer Artikel die Elektronentheorie behandelt. Dann sollte man sich lieber auf den Standpunkt stellen, nur Spezielles, hier Gebrauchtes zu bringen (z. B. die Theorie der Elektronenbewegung im elektrischen und magnetischen Felde) und sollte Absätze wie den Schluß auf S. 102, die man doch nur mit dem Gefühl überflüssigen Beiwerks lesen wird, gänzlich weglassen. Teil II (S. 126—151) handelt von Einheiten und Normalen, Teil III (S. 152—297) berichtet über „elektrische Meßinstrumente". Man sollte eigentlich erwarten, daß die technische Seite der Sache hier nach dem modernsten Stande der Dinge referiert würde. Das ist aber leider keineswegs der Fall. Wir finden z. B. in dem Abriß über Elektrometer kein Wort über die Arbeiten und Instrumente von G. Hoffmann, obwohl sie auf diesem Gebiete zweifellos zu den bedeutendsten gehören. Auch die Behandlung der Galvanometer ist nicht besonders modern (siehe z. B. Abbildungen, Fig. 209 und 210), während die technischen, doch immerhin einigermaßen ausgebildeten Saitengalvanometer auf S. 218 ganz kümmerlich und z. B. ohne Hinweis auf die Ausführung von Edelmann abgetan werden. Das Buch ist offenbar unter mannigfachen Kriegsschwierigkeiten erschienen, die es verschuldet haben mögen, daß recht viel Druckfehler und Irrtümer, namentlich aber empfindliche Mängel in den Literaturangaben sich bemerkbar machen. Gerade bei einem solchen, für die Laboratoriumspraxis bestimmten Werke sollte doch auf eine sorgfältige Bearbeitung der Literaturnachweise Wert gelegt werden.

Teil IV ist den „Hilfsapparaten und -vorrichtungen für Gleich- und Wechselstrom" gewidmet (S. 248—277). Teil V bringt (S. 278—360) die Meßmethoden für Gleichstrom, Teil VI die für Wechselstrom (S. 361—443). Teil VII (S. 444—466) handelt von magnetischen Messungen, während der VIII. Teil „Anwendungen elektrischer Messungen" bringt, deren erste die drahtlose Telegraphie betrifft. In einem Anhange werden die „absoluten Maße" behandelt; den Schluß bilden verschiedene Tabellen.

Im allgemeinen läßt sich über das Buch folgendes sagen. Es liegt im Wesen des behandelten Stoffes, daß es hier ganz besonders wünschenswert und fördernd ist, wenn dem Verf. aus dem Kreise derer, die das Buch praktisch benutzen werden, Verbesserungs- und Ergänzungsvorschläge zugehen. Das bearbeitete Gebiet ist so groß, daß man von einem Autor nicht erwarten kann, daß er alle Teile gleichmäßig gründlich darstellt. — In gewissem Sinne dürfte das Abfassen derartiger Werke ein Martyrium bedeuten, denn jeder Leser wünscht naturgemäß ein anderes, spezielles, ihm zufällig naheliegendes Gebiet besonders gut behandelt zu finden. H. Hörig.

W. E. Pauli u. R. Pauli, Physiologische Optik, dargestellt für Naturwissenschaftler. gr. 8°. VI u. 112 S., m. 2 Tafeln u. 70 Abbildungen. Jena, G. Fischer. 1918. Geh. M. 5.—, geb. M. 7.—.

Der Physiker, der auf dem Gebiete der Optik arbeitet, muß häufig physiologische Tatsachen heranziehen. Die großen physiologischen Fachwerke sind aber recht umfangreich und für den Nichtfachmann stellenweise nicht ganz leicht zu lesen. Andererseits verteilen sie den Stoff naturgemäß vom Standpunkte der Physiologie aus, so daß der Physiker gerade die Fragen, auf die es ihm ankommt, manchmal eingehender behandelt sehen möchte. Daher besteht ein Bedürfnis nach einem Buche, welches aus dem gesamten Stoffe das für den Physiker Wesentliche herausgreift und in einer ihm vertrauten Form genügend ausführlich darstellt. Dies Verlangen erfüllt die vorliegende Schrift. Der erste Teil, Dioptrik, handelt allgemein vom Bau des menschlichen Auges, Gang der Lichtstrahlen darin usw., ferner vom Augenspiegel, Akkommodation, Brillen, Irradiation. Der zweite Teil, Gesichtsempfindungen, bringt nach einer allgemeinen Einleitung die Probleme der Lichtmischungen, Helmholtzsche Theorie des Farbensehens, Purkinjesches Phänomen, Dämmerungssehen nebst Theorie, Farbenblindheit, Kontrasterschejnungen (hier wichtige Bemerkungen über das Auswerten photographischer Aufnahmen) nebst Theorien, Nachbilder und verwandte Erscheinungen, Weberssches Gesetz und Photometrie. Der dritte Teil, Gesichtswahrnehmungen, bespricht Sehschärfe, geometrisch-optische Täuschungen, binokulares Sehen nebst Stereoskopie, einiges aus der Theorie der Raumanschauung, Sehen von Bewegungen (Stroboskop, Kinematograph). Der Physiker findet also, was er braucht; wünschenswert wäre vielleicht noch Erwähnung des Maxwellschen Fleckes und der Haidingerschen Polarisationsbüschel. Ein Quellennachweis mit kurzen Inhaltsangaben am Schluß erleichtert das Zurechtfinden in den umfassenderen Facharbeiten. Wertvoll sind die guten Abbildungen und die mehrfachen Anweisungen zu Demonstrationen und Vorlesungsversuchen. Witte.

Berichtigung

zu der Arbeit „Über die elektrischen Figuren" von Karl Przibram (diese Zeitschr. **20**, 299—303, 1919).

Unter Fig. 6, Tafel XI, soll es statt „negativ" richtig heißen: „positiv". Ferner ist irrtümlicherweise der Vermerk weggeblieben, daß alle Figuren auf ca. 5/6 natürl. Größe verkleinert sind.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. R. Glocker für Physik, an der Universität Bonn Dr. Albert Bachem für Physik, an der Universität Köln Studienrat Dr. Joseph Deuxes für Mathematik.

Ernannt: J. E. Purvis zum Dozenten für angewandte Chemie und Physik im Gesundheitswesen an der Universität Cambridge, der Privatdozent der Chemie an der Universität Leipzig Dr. Adolf Sieverts zum a. o. Professor für Physikalische Chemie an der Universität Greifswald, an der Universität Köln zu ord. Professoren Dr. August Darapsky für Chemie und Richard Rinkel für Maschinenlehre und Elektrotechnik, der Dozent an der Deutschen Technischen Hochschule Prag und Privatdozent an der Universität Wien Dr. Fritz Paneth zum a. o. Professor für analytische Chemie an der Universität Hamburg.

Berufen: Der ord. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule Breslau Geh. Regierungsrat Dr. Gerhard Hessenberg in gleicher Eigenschaft an die Universität Tübingen (nach Ablehnung der S. 257 gemeldeten Königsberger Berufung).

Ehrung: Die Preuß. Akademie der Wissenschaften in Berlin verlieh Prof. Dr. C. Dorno für seine letzten physikalisch-meteorologischen Arbeiten die Leibnizmedaille.

Vom Lehramt zurück: Der erste ständige Assistent des anorganisch-chemischen Laboratoriums der Technischen Hochschule Berlin Dr. M. v. Unruh (behufs Übertritt in die Technik), der ord. Professor der Mathematik an der Universität Halle Geh. Regierungsrat Dr. Albert Wangerin.

Angebote.

Assistent

für das phys.-elektrotechnische Institut der Universität Köln gesucht. Übliche Universitätsbedingungen. Schriftl. Meldungen an das Institut erbeten.

Gesuche.

Physikerin,

in Berlin promoviert, sucht zum 1. Oktober Stellung. Angebote unter **S. H. 548** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig, Königstraße 2.

Für die Schriftleitung verantwortlich Professor Dr. P. Debye in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

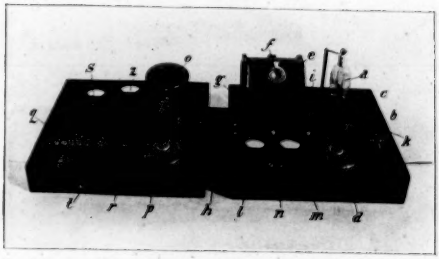

Fig. 1.

Fig. 2.